Magnetische Kopplungen in Magneto-Optischen Speicherschichten

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

vorgelegt im
Fachbereich Physik
der Universität Kassel

von

Lars Martin

April 2005

INHALT

1 Einleitung

1.1 Moderne Massenspeicher

Im Bereich der modernen Massenspeicher kämpfen nicht nur die einzelnen Hersteller um ihre Marktanteile, sondern es konkurrieren ganze Herstellerverbände. Und jedes dieser Konsortien vertritt jeweils ein anderes Speichersystem.
Für die „klassischen“ Anwendungen in der PC-Technologie konnte sich jeweils ein grundlegendes Verfahren durchsetzen, auch wenn es jeweils mehrere Spielarten gibt:
Als PC-Arbeitsspeicher hat sich das RandomAccesMemory auf Basis der Halbleitertechnologie (DDR-RAM) durchgesetzt (aktuell 256-512 MB). Als integrierter Massenspeicher werden ausschließlich Festplatten verwendet (aktuell 60-300 GB, weniger als 2 Ct/MB). Zum Lesen von größeren Datenmengen (Programme, Musik, Daten) kommt meist eine CD-ROM zum Einsatz (650MB).
Nachdem die klassische Diskette mit ihren „nur“ 1.44 MB zum Speichern von Datenmengen moderner Anwendungen (Fotos / Musik / Filme) praktisch ausgedient hat, kämpfen magnetische, optische und magneto-optische Systeme um deren Nachfolge. Die Anforderungen an ein solches Wechselmedium steigen ständig: Während vor einigen Jahren für Audioaufnahmen noch 16-Bit-Stereo (CD-Qualität, 150 KB/sec) Stand der Dinge war, fordert heutzutage eine Aufnahme in Konzertqualität bereits 24-Bit-6-Kanal-Ton (ca. 600 KB/sec).
Ein Film in „normaler“ Fernseh-Qualität braucht für die bereits komprimierten Bild- und Tondaten ebenfalls 600 KB/sec. Für das zukünftige HDTV-Format werden sogar fast 2 MB/sec gebraucht, d.h. ein normaler 90-Minuten-Film benötigt etwa 20 GB.
Betrachtet man den Fall der Fotografie, so enthält ein analoger Film normalerweise 36 Farbbilder, die man bis zu einer Größe von DIN A4 vergrößern kann. Berechnet man nun den Platzbedarf für 36 unkomprimierte, digitale Fotos in DIN A4, so ergibt sich hierfür ebenfalls eine Datenmenge von deutlich mehr als 3 GB.
Die geforderten Speichermengen müssen zusätzlich auch noch transportabel, langlebig und kostengünstig sein. Diese Anforderungen erfüllen die optischen Wechselspeichermedien.

1.1.1 Optische Speichermedien

Bei diesen Speichermedien beherrscht die CD-ROM zur Zeit den Markt. Sie stammt aus dem klassischen Audio-Markt und ist damit zu herkömmlichen Audio-CD-Playern kompatibel. Im Audiobereich gibt es die CD seit 1980, im PC-Bereich erschien die CD-ROM 1984, die ersten CD-Brenner gibt es seit 1990. Mit einer Speichermenge von 650 MB kann die CD-R(W) für haushaltsübliche Datenmengen im Bereich Audio (74 min) oder Fotos (10x15 komprimiert) gerade noch die Ansprüche erfüllen. Mit einem Preis von unter 1 Ct / MB Daten setzt die CD-RW hier den Maßstab für alle zukünftigen Technologien. Für Audioaufnahmen bei Konzertqualität, Bilder in Druckqualität oder alle Arten von Film reicht die Kapazität aber heute nicht mehr aus.
Während bei der CD ein roter Laser mit 800 nm Wellenlänge zum Einsatz kam, wird beim 1996 auf dem Markt eingeführten Nachfolger, der DVD, ein grüner Laser mit ca. 500 nm Wellenlänge benutzt. Hierdurch lassen sich deutlich kleinere und engere Datenpunkte realisieren. Wird die DVD durch Pressen hergestellt, so kann man sogar zwei Ebenen erstellen, die dann durch Umfokussieren des Laserstrahls beide auslesbar sind. Dadurch erreicht man eine Datenmenge von 8.5 GB pro Disk. Diese Datenmenge reicht aus um einen Film von 135 Minuten mit 6 Audiospuren aufzuzeichnen.

Die DVD (und auch die CD) hat den Nachteil, nur zum Lesen von Daten konzipiert zu sein. Durch die Anwendung der Phase-Change-Technologie wurden beim Schreiben dieser optischen Speicher inzwischen große Fortschritte erzielt (z.B. DVD+RW-Brenner). Diese Medien haben eine Lebensdauer von einigen tausend Schreibzyklen und der wahlfreie Zugriff, den man von der Festplatte kennt, ist noch ein fernes Ziel, aber als Medium für Audio- oder Video-Kopien sind sie gut geeignet. Sollen jedoch Daten bearbeitet, d.h. gleichmäßig oft gelesen und geschrieben werden, haben sich die Hersteller auf Magneto-Optische Datenspeicher neu besonnen, da diese Systeme den wahlfreien Zugriff bieten.

1.1.2 Magneto-optische Speichermedien (MO)

Bei den magneto-optischen Speichermedien macht man sich sowohl die Vorteile der optischen Speichertechnologie wie auch die Vorteile des magnetischen Speicherverfahrens zunutze. Das optische Speichern mit Hilfe eines Lasers ist technologisch einfach, kontaktlos, praktisch verschleißfrei und preiswert. Durch die Verwendung von magnetischen Domänen zur Speicherung der Daten sind dann zusätzlich die Datendichte und Datenstabilität deutlich höher und die Lese- und Schreibgeschwindigkeit deutlich schneller als bei rein optischen Systemen. Das bekannteste MO-System ist MiniDisc von Sony. Inzwischen erreichen MO-Laufwerke 2.3 GB auf 3.5“ bzw. 9.6 GB auf 5.25“ *[Fuj03]* und eignen sich mit einer Datentransferrate von 8 MB/sec hervorragend zur Live-Aufzeichnung von Video und TV oder zum Mastering von Video-DVDs.
Die MO-Technologie hatte trotz der technologischen Vorteile bisher immer den Nachteil später am Markt zu sein als vergleichbare Konkurrenzprodukte (vor allem CD und DVD). Durch hohe Speicherdichten mit neuartigen MSR-Verfahren*[Kap. 2.2.3 und Kap. 5]* und durch ein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis mit dem MAMMOS-Verfahren*[Kap. 2.2.4 und Kap. 6]* will man in der nächsten Generation der Speichermedien, die für eine Kapazität von etwa 30 GB geeignet sein werden, mit der Konkurrenz gleichziehen.

1.2 Motivation und Ziele dieser Arbeit

In dieser Arbeit soll die Materialentwicklung für MO-Speicherschichten im Vordergrund stehen. Die Magnetische Superauflösung (MSR) *[Kap. 7]*, die Domänenexpansion (MAMMOS) und die Signalerhöhung durch Granatschichten *[Kap. 8]* stellen an die magneto-optischen Schichten ganz besondere Anforderungen. So muss nicht nur das Verhalten der Einzelschichten an die Anforderungen angepasst werden, sondern auch die Kopplung zwischen den Schichten muss sich ebenso ausbilden, wie die senkrechte magnetische Anisotropie.
Diese Eigenschaften werden durch die Verwendung von RE/TM-Legierungsschichten erreicht. Die Bezeichnung RE/TM steht für Seltene Erde (z.B. Tb, Gd, Dy; Rare Earth – RE) und Übergangsmetall (Fe, Co, Ni; Transition Metal – TM). Die intermetallischen Verbindungen aus diesen Materialgruppen zeigen ferrimagnetisches Verhalten *[Kap. 2.2]* und eignen sich daher besonders für die magneto-optische Datenspeicherung: durch die temperaturabhängige Magnetisierung *[Kap. 2.2]* sind die bei erhöhter Temperatur eingeschriebenen Bits bei Zimmertemperatur gegen äußere Magnetfelder stabil; über den Kerr-Effekts lassen sich die Informationen trotzdem optisch auslesen *[Kap. 2.3]*; und durch die magnetische Austauschkopplung zwischen den Schichten *[Kap. 2.2]* lässt sich dieses Auslesen sogar unterhalb der optischen Beugungsbegrenzung realisieren.
Um die Materialeigenschaft zu verstehen und zu optimieren bleibt es nicht aus, dass in den Grundlagen *[Kap. 2]* zuerst einmal die magneto-optischen Schreib- und Leseverfahren dargestellt werden müssen, insbesondere im Hinblick auf die Anforderungen an die Schichten. Danach wird in den Grundlagen auf den Ferrimagnetismus, die senkrechte Anisotropie und die Herstellung der RE/TM-Schichten eingegangen.

Im dritten Kapitel werden die verwendeten Messverfahren dargestellt, zuerst die Schichtdickenbestimmung mit Profilometrie, danach die Kerr-Magnetometrie und die Kerr-Mikroskopie.
Im vierten Kapitel werden dann die verwendeten Schichtsysteme vorgestellt und es wird auf ihre Herstellung eingegangen. Dies beginnt bei der „einfachen“ Speicherschicht und geht bis hin zur Dreifach-Schicht für die Domänenexpansion.
Ab dem fünften Kapitel werden dann die einzelnen Schichten untersucht. Die im Kapitel 5 vorgestellte TbFeCo-Legierungsschicht soll später als Speicherschicht dienen und muss die entsprechenden Anforderungen (senkrechte Anisotropie, stabile Domänen) erfüllen.
Im sechsten Kapitel werden dann die Herstellung und die Eigenschaften der GdFeCo-Legierungsschichten behandelt. Diese Schichten zeichnen sich besonders durch ihren Wechsel der magnetischen Anisotropie von in der Ebene liegend zu senkrecht aus, daher wird hierauf ein besonderes Augenmerk gelegt.
Im Kapitel 7 werden dann diese beide Schichten zu einer Doppelschichten kombiniert und das dabei entstehende Schichtsystem auf die Abhängigkeit vom Substrat bzw. auf Änderung der Herstellungsparameter untersucht. Diese Verhaltensweisen sind in der Anwendung wichtig für die Verwendung dieser Materialien in MSR-Systemen.
Die ebenfalls bereits erwähnten MAMMOS-Systeme benötigen noch eine weitere Schicht, die das Signal noch mal verstärkt. Auf das hierfür notwendige Schichtsystem wird im Kapitel 8 eingegangen, bevor ein von uns vorgeschlagenes alternatives System mit einer Granat-Verstärkungsschicht vorgestellt, hergestellt und untersucht wird.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Magneto-optische Speicherung

Die magneto-optische Speicherung beruht auf zwei physikalischen Prozessen: dem thermo-magnetischen Schreiben und dem magneto-optischen Ausleseprozess*[Greid90]*.

Neben diesen physikalischen Prozessen, die in den folgenden Abschnitten 2.1.1 bis 2.1.5 erklärt werden, spielen die verwendeten Materialen eine wichtige Rolle: für die Speicherung von Daten mit Hilfe der Magnetooptik werden RE/TM-Legierungsschichten verwendet, da sie eine Reihe von notwendigen bzw. vorteilhaften Eigenschaften auf sich vereinen. Im Vorgriff auf die Betrachtungen im späteren Teil des Kapitels werden diese hier kurz aufgeführt:

- Die Schichten haben keine Gitterstruktur, sondern sind amorph; daher existiert keine kristallographisch induzierte Anisotropie und dementsprechend ist die Magnetisierung ebenfalls nicht an kristallographische Richtungen gebunden*[Kap. 2.2]*.
- Als strukturelle Eigenschaft tritt eine senkrecht magnetische Anisotropie auf, die entschieden ist für die binäre Speicherung. Es ist durch die Variation der Zusammensetzung und der Herstellungsparameter möglich, diese Anisotropie zu kontrollieren*[Kap. 2.3, Kap. 3.1]*.
- Bei Zimmertemperatur haben die Schichten keine Nettomagnetisierung; man bekommt stabile, von außen nicht mehr beeinflussbare Domänen (bzw. Informationsbits) *[Kap. 2.4]*.
- Da der magneto-optische Kerr-Effekt*[Kap. 2.5.1]* durch die verwendete Wellenlänge sensitiv auf die Magnetisierung des TM-Untergitters ist*[Kap. 2.5.2]*, gewinnt man aus den Hysteresekurven Informationen über die Domänenrichtung (up oder down).

2.1.1 Thermo-magnetisches Schreiben

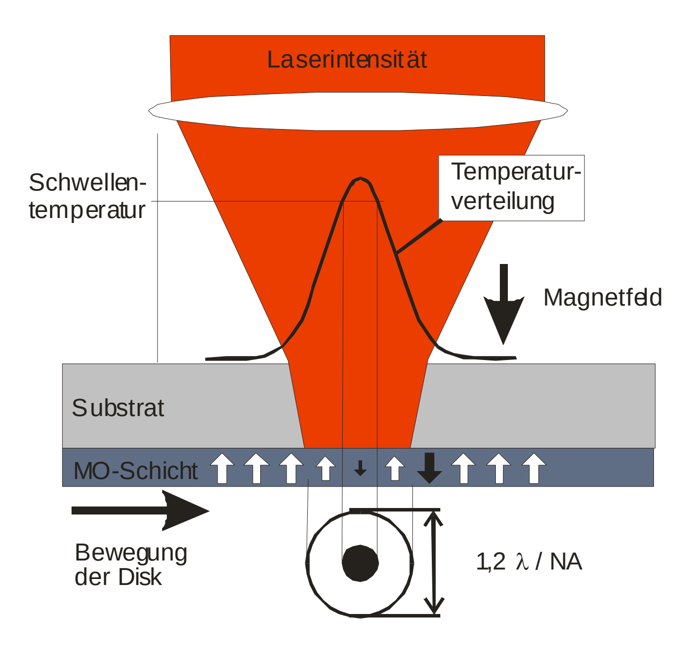


Abb. 2.1: Durch das Aufheizen der „nach oben“ orientierten Speicherschicht wird die Koerzitivfeldstärke im zentralen Bereich des Laserspots lokal soweit abgesenkt, dass mit Hilfe eines kleinen Magnetfeldes die Information in Form einer „nach unten“ magnetisierten Domäne eingeschrieben werden kann.

Das Schreiben eines Informationsbits wird über das thermo-magnetische Verfahren realisiert. Der erste Vorschlag für dieses Verfahren stammt bereits aus dem Jahre 1958 *[May58]*, wo Mayer an die homogen magnetisierte Schicht ein kleines entgegengerichtetes Magnetfeld anlegte. Indem er kleine Bereiche lokal aufheizte, konnte er diese dann lokal ummagnetisieren. Während er eine heiße Nadel zum Aufheizen benutzte, wird heutzutage dafür das Licht eines Lasers (üblicherweise ein Diodenlaser) auf der Probe fokussiert*[Abb. 2.1]*. Im Kern dieses ca. 1µm großen Spots wird die Koerzitivfeldstärke soweit herabgesetzt, dass ein kleines äußeres Magnetfeld (ca. 30 mT) zum Ummagnetisieren einer Domäne ausreicht. Der Durchmesser der entstehenden Domänen kann bei entsprechender Abstimmung von externem Feld, Koerzitivfeldstärke des Materials und Temperaturprofil des Lasers um ein vielfaches kleiner sein als die optische Beugungsbegrenzung, so dass das Schreiben von Domänen mit einem Durchmesser von etwa 100 nm möglich ist *[May58]*.
Da es bei dieser Arbeit um das magnetische Kopplungsverhalten beim Auslesen geht und nicht um den Schreibprozess, verweise ich für die physikalischen Details auf die Literatur. Bei Stavrou *[Stav99]* und Hansen *[Hans87]* wird besonders auf die in der Abbildung angedeutete Temperaturverteilung eingegangen, während Knappmann *[Knap00]* und Mansipur *[Mans95]* den Aufbau von Schreibgeräten vorstellen.

2.1.2 Magneto-optisches Auslesen

Das Auslesen der senkrechten Komponente der Magnetisierung erfolgt über den später ausführlich erklärten Kerr-Effekt *[Kap. 2.5]*. Es handelt sich hierbei um einen Effekt, mit dem über die Polarisationsdrehung von Licht der senkrecht zur Schichtoberfläche stehende Anteil der Magnetisierung detektiert wird. Da es sich um ein optisches Verfahren handelt, spielt die optische Beugungsbegrenzung eine entscheidende Rolle. Diese beruht hauptsächlich darauf, dass der Durchmesser des Laserspots nur auf die Größe der Wellenlänge des Lasers fokussiert werden kann. Die optischen Eigenschaften des Substrates und der Optiken gehen in die Numerische Apertur ein, die sich in einer Größenordnung von 0.7 bis 1.5 bewegt *[Mans95]*:

$$d = 1.22\lambda / NA, \qquad NA = Numerische\ Apertur\ der\ Optik. \tag{2.1}$$

Man erreicht somit in der Schicht nur einen Durchmesser des Laserspots von etwa 1µm. Dies entspricht dem minimalen Abstand zwischen zwei direkt lesbaren Domänen *[Kane95]*.
Um diese Beschränkung zu umgehen, wurde bereits 1992 eine neue Methode vorgeschlagen: *Magnetically Induced Super Resolution* (MSR).

2.1.3 Magnetische Superauflösung (MSR)

Auf Basis dieses Vorschlags wurde eine Reihe von Methoden entwickelt, die sich zwar in der Technik unterscheiden, aber alle auf diesem Prinzip beruhen. Im folgenden wird der quasistatische Fall erklärt, die sogenannte „CAD - Center Aperture Detection" *[Tak94a,Tak94b,Mie96b]*. Dieser Fall bringt zum einen ein grundlegendes Verständnis und reicht zum anderen für die Messungen und Analysen der Proben in dieser Arbeit aus. Eine weitergehende Diskussion der Vor- und Nachteile aller bekannten Methoden, die als „FAD - Front Aperture Detection" *[Kan92a, Kan95, Bec98]*, „RAD - Rear Aperture Detection" *[Kan92a, Kan95, Bec98]* und „D-RAD - Double Mask RAD" *[Mat96, Sug97]* bekannt sind, findet sich bei Stavrou *[Stav99]*.
Die Idee hinter der MSR ist, einen Teil der Informationen zu maskieren, d.h. sie mit Hilfe einer „Lochmaske" vor dem auslesenden Laserspot zu verbergen. Diese Maske wird jedoch nicht statisch eingefügt, sondern sie wird in einer zusätzlichen Maskierungsschicht dynamisch jedes Mal über dem auszulesenden Bit erzeugt. Das Schichtsystem besteht also aus zwei Schichten: der Speicherschicht und der Maskierungsschicht. Dabei wird eine spezielle Eigenschaft der Maskierungsschicht ausgenutzt: ein thermisch induzierter, magnetischer Anisotropiewechsel.

Die Bedingungen für die Herstellung dieser Schichten und die Schwelltemperatur des Anisotropiewechsels werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit genauer untersucht *[Kap. 7]*. Im Idealfall wechselt die Schicht ihre Anisotropie beim Überschreiten einer Schwelltemperatur von in-plane zu senkrecht. Innerhalb eines MSR-Systems wird die Schicht beim Auslesen durch die Energie des Lasers selbst aufgeheizt, allerdings erreicht sie hierbei nur im Zentrum des Laserspots die notwendige Schwelltemperatur, d.h. nur im Zentrum des Laserspots findet der Anisotropiewechsel statt. In diesem kleinen Bereich wird dann durch magnetostatische oder Austauschkopplung die Information der darunter liegenden Speicherschicht in die Maskierungsschicht kopiert. D.h. die durch die Aufheizung jetzt senkrecht magnetisierte Domäne übernimmt die Magnetisierung der Speicherschicht*[Abb. 2.2]*. Um die in der Speicherschicht geschriebenen Bits nicht zu zerstören, muss die Laserleistung, bzw. Schichttemperatur, deutlich unterhalb der Curie-Temperatur der Speicherschicht bleiben. D.h. für die verwendete Laserleistung, bzw. Schichttemperatur, gibt es ein entsprechendes Fenster, das bei einer Schichttemperatur zwischen 80°C und 150°C liegt.

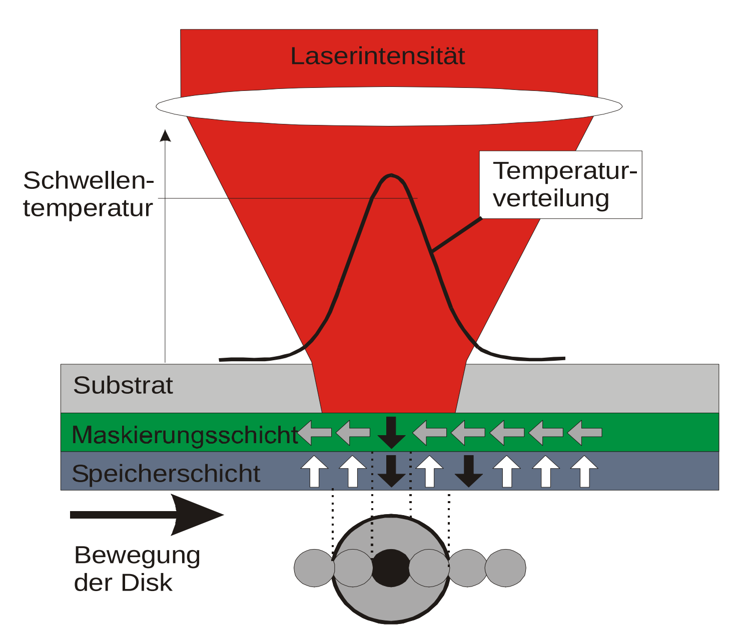


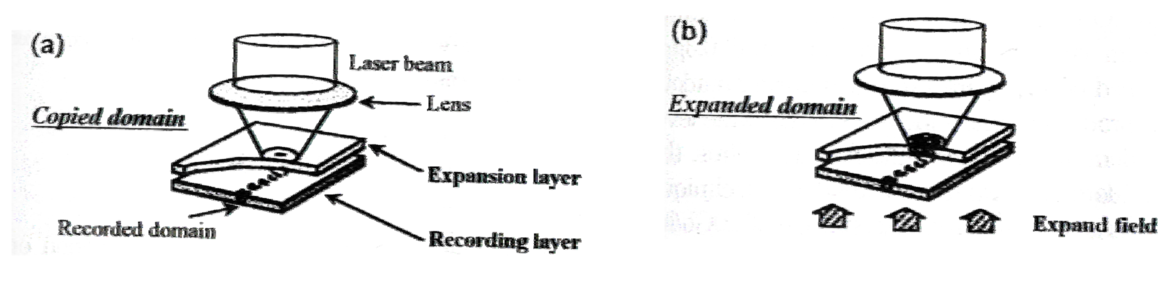
Abb. 2.2: 2-Schicht-MSR-Verfahren: Die Maskierungsschicht wird in einem zentralen Bereich aufgeheizt und wechselt dort die magnetische Anisotropie von in der Ebene zu senkrecht. Dabei übernimmt sie die Magnetisierung aus der darunter liegenden Speicherschicht (schwarz oder weiß). Der Bereich außen herum bleibt in der Ebene magnetisiert (grau) und ist mit dem polaren Kerr-Effekt nicht messbar. Die Maskierungsschicht bildet eine mit dem Laserfokus wandernde, dynamische Lochmaske (unten im Bild).

Das Problem dieser Methode ist es, dass nur der kleine, zentrale Teil des Laserspots sinnvolle Informationen enthält, d.h. das Signal-Rausch-Verhältnis dieser Anordnung ist relativ schlecht. Um dies zu umgehen wird das MSR-Verfahren mit der Domänenexpansion (*Magnetic Amplifying Magneto Optical System*; MAMMOS) kombiniert.

2.1.4 Domänenexpansion (MAMMOS)

Das Verfahren selbst basiert auf einer Idee von Awano *[Awa97]*, die 1997 veröffentlicht wurde. Hierbei handelt es sich ebenfalls um ein Zwei-Schicht-Verfahren: In der unteren, dicken Speicherschicht ist ein sehr kleines Bit eingeschrieben ($\varnothing = 0.1\,\mu m$). Die darüber liegende dünnere Ausleseschicht ist ebenfalls senkrecht magnetisiert und kopiert diese Informationen. Durch das Anlegen eines externen Feldes in Richtung des kleinen Bits wird dieses in der massiven Speicherschicht nicht verändert, aber in der Ausleseschicht bewirkt dieses unterstützende Feld eine Expansion der Domäne, so dass sie um ein Vielfaches wächst

[Abb. 2.3]. Im Experiment von Awano entsprach das Signal etwa dem eines 1.4 µm durchmessenden Bit in der Speicherschicht, d.h. einem Domänenwachstum auf etwa die 200fache Fläche*[Awa98a]*.



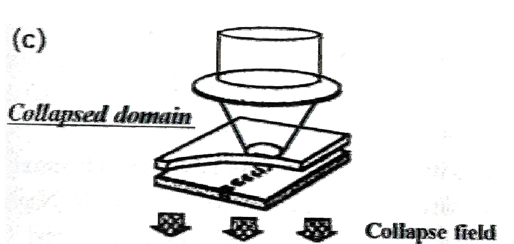


Abb. 2.3: Die gespeicherte Domäne (a) wird durch ein unterstüzendes Feld im „expansion layer" aufgeweitet (b) bzw. durch ein entgegengerichtetes Feld darin verkleinert (c). (Bilder von H. Awano et. al. aus [Awa97]).

2.1.5 Magneto-optische Speicherschicht: MSR + MAMMOS

Als Vorschlag für ein magneto-optisches Speichersystem ergibt sich damit in der Kombination der beiden Verfahren (MSR und MAMMOS) ein Drei-Schicht-System, das von Awano *[Awa98b]* als „MAMMOS mit GateLayer" bezeichnet wird. Die in der unteren Schicht (Speicherschicht) gespeicherten Informationen werden mit Hilfe des MSR-Verfahrens in die mittlere Schicht (Maskierungsschicht) kopiert. Die Domänen in dieser Zwischenschicht werden dann durch Austauschkopplung in die obere Schicht (Ausleseschicht) kopiert und entsprechend aufgeweitet. Im vorherigen Kapitel wurde ein externes, unterstützendes

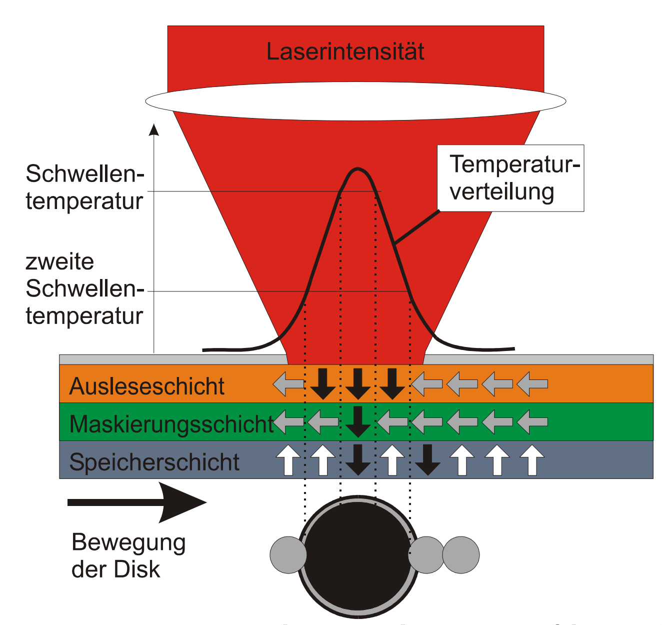


Abb. 2.4: MAMMOS + MSR: Zur Kombination des MSR-Verfahrens (Abb. 2.2) mit der Domänenexpansion (Abb. 2.3) wird eine zusätzliche Ausleseschicht im System eingebracht. Diese Schicht hat eine zweite, niedrigere Schwellentemperatur, so dass in dieser Schicht ein größerer Bereich die Anisotropie wechselt. Dieser Bereich wird durch die Magnetisierung in der Maskierungsschicht komplett ausgerichtet, so dass an der Oberfläche des Schichtsystems nun die gewünschte Information vergrößert dargestellt wird.

Magnetfeld gebraucht um die Domänen entgegen der darunter liegenden Schicht aufzuweiten; dies ist in diesem Fall nicht mehr nötig, da die benachbarten Domänen der Zwischenschicht ja in der Ebene liegen und daher den Expansionseffekt in der Ausleseschicht nicht weiter beeinträchtigen.
Indem man als Ausleseschicht ebenfalls eine Anisotropiewechsel-Schicht verwendet, kann man den Effekt sogar noch verstärken. Hierzu wird deren Schwelltemperatur so angepasst, dass in der Ausleseschicht ein senkrecht magnetisierter Bereich entsteht, der in etwa dem Durchmesser des Laserspots entspricht. Dadurch findet die neu entstehende, aufgeweitete Domäne ideale Bedingungen vor, um sich auf den kompletten, senkrecht magnetisierten Bereich auszudehnen *[Abb. 2.4]*.

2.1.6 Zusammenfassung

Anhand der Darstellungen im vorangegangenen Unterkapitel*[Kap. 2.1]* stellen sich vier Eigenschaften des Schichtsystems als wesentlich für die magneto-optische Speicherung heraus. Zum Ersten die starke Anisotropie der Speicherschicht, die dafür sorgt, dass die Informationen nach dem Einschreiben stabil erhalten bleiben. Als Zweites die schaltbare Anisotropie der Maskierungsschicht, die ein Auslesen unterhalb der Beugungsbegrenzung ermöglicht. Der dritte Gesichtspunkt ist die Möglichkeit, diese beiden Punkte über das Temperaturverhalten der einzelnen Schichten so einzustellen, dass sie unabhängig ansteuerbar sind. Als letzter Punkt spielt die magnetische Kopplung der Schichten eine besondere Rolle.
Die einzelnen Gesichtspunkte werden in den folgenden Unterkapiteln grundlegend behandelt, bevor sie in späteren Kapiteln für das hier verwendete Schichtsystem speziell betrachtet werden.

2.2 Magnetismus

Neben der Magneto-Optik spielt natürlich für das Verhalten der Schichten auch der klassische Magnetismus eine Rolle. Besonderes interessant sind in diesem Zusammenhang der Ferrimagnetismus, auf dessen Besonderheiten im Zusammenhang mit den RE/TM-Legierungen am Ende des Unterkapitels noch mal genauer eingegangen wird. Zuerst werden jedoch die grundlegenden magnetischen Größen und Phänomene kurz zusammengefasst.
Während im Vakuum die magnetische Flussdichte $\vec{B}$ linear mit der Feldstärke eines von außen angelegten Feldes gemäß $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ wächst, wobei μ_0 die konstante Permeabilitätszahl ist, ist der Zusammenhang dieser beiden Größen in Materie wesentlich komplizierter. Der Einfluss der Materie wird in diesem Fall entweder multiplikativ durch die Größe $\mu_r \neq const$, die sogenannte relative Permeabilitätszahl berücksichtigt ($\vec{B} = \mu_r \mu_0 \cdot \vec{H}$) oder additiv durch die Magnetisierung $\vec{M}$, was sich folgendermaßen ausdrücken lässt:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \left(\vec{H} + \vec{M}\right) \quad \text{mit} \quad \vec{M} = \frac{\sum \vec{m}}{V} \quad . \tag{2.2}$$

Die in dieser Darstellung verwendete Magnetisierung ($\vec{M}$) ergibt sich aus der Summe über alle atomaren magnetischen Momente ($\vec{m}$) pro Volumen. Man unterscheidet bei der Wechselwirkung eines äußeren Feldes mit dem Festkörper im wesentlichen zwei Situationen und die sich daraus ergebenden Erscheinungsformen des Magnetismus: Für alle Elemente des Periodensystems gilt, das ein äußeres Magnetfeld im Festkörper magnetische Momente induziert. Dieses Phänomen heißt Diamagnetismus. Enthält das System bereits permanente magnetische Momente, was für viele Elemente der Fall ist, so ordnen sich diese im angelegten Feld. Auf diesem Ordnungsphänomen beruhen die anderen vier magnetische Erscheinungen: Paramagnetismus, Ferromagnetismus, Antiferromagnetismus und Ferrimagnetismus.

Um das Verhalten der Materie im Magnetfeld zu untersuchen, werden sogenannte Magnetisierungskurven aufgenommen. Hierbei wird die Magnetisierung als Funktion des äußeren Feldes aufgetragen. Eine physikalische Größe zur Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften ist die Suszeptibilität χ, welche definiert ist als: $\chi = dM / dH$. D.h. sie ist die Steigung der Magnetisierungskurve. Im allgemeinen handelt es sich bei der Suszeptibilität um einen Tensor, da die Magnetisierung richtungsabhängig ist.
Anhand der Größe bzw. des Vorzeichens der Suszeptibilität kann man die magnetischen Effekt unterscheiden:

$\chi < 0$ für diamagnetische Stoffe[1] (typ. $\chi = -10^{-6} \cdots -10^{-7}$)

$\chi \approx 0$ für antiferromagnetische Stoffe

$\chi > 0$ für paramagnetische Stoffe (typ. $\chi = 10^{-6} \cdots 10^{-7}$)

$\chi > 0$ für ferromagnetische und ferrimagnetische Stoffe (typ. $\chi = 10^{3} \cdots 10^{6}$)

2.2.1 Diamagnetismus

Der Diamagnetismus ist ein quantenmechanischer Effekt, wird aber dennoch häufig halbklassisch als Induktionseffekt gedeutet, beschrieben durch eine Präzession des Bahndrehimpulsvektors um die Magnetfeldrichtung, welcher der Lenzschen Regel gemäß dem äußeren Feld entgegengerichtet ist. Wegen der immer vorhandenen Bahnmomente kommt der Diamagnetismus in allen Materialien vor. Sobald es jedoch unvollständig besetzte Energieniveaus gibt, wird er von den dadurch auftretenden, betragsmäßig größeren para- und ferromagnetischen Erscheinungen überlagert. Von Diamagneten spricht man daher nur, wenn die Eigenschaft des Diamagnetismus dominiert. Das ist bei fast allen organischen Substanzen, bei Metallen wie Bi, Zn und Hg, bei Nichtmetallen wie S, J, Si und Glas (SiO_2) der Fall. Besonders der Diamagnetismus von Glas ist später von Bedeutung, da die verwendeten Substrate aus Glas sind und daher bei der Betrachtung der Substratseite immer ein entsprechendes Messsignal additiv überlagert wird.

2.2.2 Paramagnetismus

Bedingung für das Auftreten para- (und ferro-) magnetischen Verhaltens ist obigen Ausführungen zufolge die Existenz permanenter magnetischer Dipole (Momente). Gewöhnliche paramagnetische Materialien zeigen nach außen aber erst dann ein gesamtmagnetisches Moment, wenn sie sich in einem Magnetfeld befinden. Dieses regt die Entstehung ungepaarter Elektronenspins durch Anheben von Elektronen in höhere Energieniveaus an und / oder richtet die vorhandenen Spinmomente aus, die sich ohne äußeres Feld durch statistische Verteilung aufgrund thermischer Fluktuation in ihrer Wirkung aufheben. Da die Spinmomente (µB) bei Zimmertemperatur deutlich kleiner sind als die thermische Energie (kT), tritt der paramagnetische Effekt bevorzugt bei niedrigeren Temperaturen auf. Tritt eine der im folgenden beschriebenen Magnetisierungsformen auf, ist der Effekt daher im Vergleich auch vernachlässigbar klein.

2.2.3 Ferromagnetismus

Der Ferromagnetismus zeichnet sich durch eine spontane Ordnung dieser permanenten magnetischen Momente in einem Festkörper aus. Entscheidend für das Auftreten ferromagnetischer Erscheinungen ist das quantenmechanische Prinzip der Austauschwechselwirkung zwischen den permanenten magnetischen Dipolen. Oberhalb einer kritischen Temperatur (Curie-Temperatur) überlagert die thermische Unordnung die spontane Ordnung, und die Ferromagnete verhalten sich wie gewöhnliche Paramagnete.

[1] Das Minimum liegt bei χ = -1. Supraleiter erreichen dies, sie sind somit ideale Diamagnete.

Die vorangegangenen Ausführungen zeigen, dass die Elektronenkonfiguration im Atom einen wesentlichen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften des Festkörpers hat. Verantwortlich für die Erscheinung des Ferromagnetismus ist das *Pauli-Prinzip*, wonach zwei Elektronen mit gleichem Spin nicht denselben Zustand besetzen dürfen. Das führt zu einer reduzierten Coulomb-Wechselwirkung, denn die Abstoßung zwischen zwei Elektronen mit parallelem Spin (in verschiedenen Orbitalen) ist geringer als die zwischen Elektronen mit antiparallelem Spin (im gleichen Orbital). Mit dieser Reduktion der Coulomb-Energie durch parallele Spinstellung ist aber auch ein Zuwachs an kinetischer Energie verbunden, da nun höhere Energieniveaus besetzt werden müssen. Je nachdem, welcher der beiden Energiebeiträge überwiegt, stellt sich eine geordnete oder eine ungeordnete Spinstruktur ein.
Die typischen Ferromagnete sind die Übergangsmetalle Fe, Ni und Co. Bei diesen Elementen wird der Ferromagnetismus von den 3d-Elektronen getragen, die delokalisiert sind. Daher ist zur adäquaten Beschreibung des Ferromagnetismus die Stoner-Wohlfarth-Theorie *[detaillierte Erklärung z.B. in Chik64]* notwendig, welche die Bandstruktur berücksichtigt.
Eine einfache, meist ausreichende phänomenologische Betrachtung liefert die Molekularfeldtheorie, bei der angenommen wird, dass die magnetische Ordnung der Momente durch ein inneres Magnetfeld verursacht wird. Diese Theorie liefert für das Verhalten der Magnetisierung gute Vorhersagen, solange ein einheitliches inneres Molekularfeld angenommen werden kann. In der Nähe der Curietemperatur versagt sie daher, da hier Anisotropie und räumliche Dimensionen eine entscheidende Rolle spielen. In diesem Fall greift dann die komplexere Theorie der magnetischen Phasenübergänge *[Krey80]*.
Betrachtet man einen Ferromagneten auf einer größeren Skala, so richten sich benachbarte magnetischen Momenten gleich aus, so dass ein Bereich gleicher Magnetisierung entsteht. Dieser Bereich erstreckt sich jedoch nicht über den gesamten Festkörper, sondern es bilden sich unterschiedliche Bereiche aus, „Weiß'sche Bezirke" oder einfach „Domänen" genannt. Die Abhängigkeiten, die zu den verschiedenen Formen und Größen dieser Domänen führen, werden später *[Kap. 2.4]* noch genauer behandelt.

2.2.4 Antiferromagnetismus

Wie am Ferromagnetismus erklärt, ist die spontane Ausrichtung der Spins die Ursache für permanente magnetische Momente. In einigen wenigen Materialien stellt sich nun nicht nur eine geordnete Spinstruktur ein, sondern es kommt zur Bildung von zwei Untergittern, die antiparallel zueinander ausgerichtet sind. Diese Konfiguration der Spins führt dazu, dass die Energie (Austauschkopplung) wiederum minimiert wird. Insgesamt ergibt sich dabei eine Nettomagnetisierung von Null*[Abb. 2.5a]*, d.h. diese Materialien sind nach außen hin unmagnetisch. In der mikroskopischen Betrachtung findet man jedoch an der Oberfläche unkompensierte Spins, die für Kopplungseffekt mit ferromagnetischen Schichten geeignet sind, anschaulich wird das von H. Krause *[Kra03]* dargestellt. Hierauf basiert z.B. der Riesenmagnetowiderstand (Giant Magneto Resistance) *[Grü86]*. Bekannte Vertreter dieser Gruppe sind die Legierungen FeMn, IrMn sowie NiO.

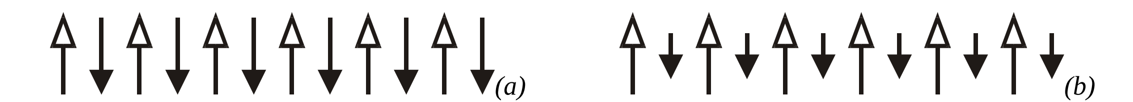


Abb. 2.5: kompensierte und unkompensierte Untergitter veranschaulicht für die Fälle des Antiferromagnetismus (a) und Ferrimagnetismus (b)

2.2.5 Ferrimagnetismus

Im Falle des Ferrimagnetismus treten ebenfalls zwei Untergitter auf, deren Spins entgegengesetzt ausgerichtet sind. Werden die Untergitter von unterschiedlichen Materialien gebildet, wie zum Beispiel bei den RE/TM-Schichten, haben die Magnetisierungen der einzelnen Gitter einen unterschiedlichen Betrag. Man bezeichnet den Ferrimagnetismus daher auch als unkompensierten Antiferromagnetismus*[Abb. 2.5b]*. Typische Ferrimagnete sind die Granate *[vgl. Kap. 6]* und überraschenderweise auch die RE/TM-Legierungen.
Im allgemeinen Fall, der auch auf die später verwendeten Yttrium-Eisen-Granate zutrifft, werden die verschiedenen Untergitter durch Elemente auf den unterschiedlichen Gitterpositionen gebildet, d.h. der Ferrimagnetismus ist eine direkte Folge der Kristallstruktur dieser Materialien. Da jedes ferromagnetische Untergitter aus anderen Elementen (oder wie beim Yttrium-Eisen-Granat aus verschiedenen Zuständen desselben Elements) besteht, hat auch jedes Untergitter eine eigene Temperaturabhängigkeit. Somit ist die Netto-Magnetisierung (Summe der Untergitter-Magnetisierungen) nicht nur temperaturabhängig, sondern kann sogar ihr Vorzeichen wechseln*[Abb. 2.6]*. In einem solchen Fall ist die resultierende Magnetisierung je nach Temperatur entweder in die Richtung des einen (Tb in Abb. 2.6) oder des anderen (Fe in Abb. 2.6) Untergitters ausgerichtet. Man spricht dann entweder von Tb- oder von Fe-Dominanz. Die Temperatur, bei der sich die beiden Untergitter-Magnetisierungen gegenseitig aufheben, nennt man die Kompensationstemperatur (T_{Comp}).

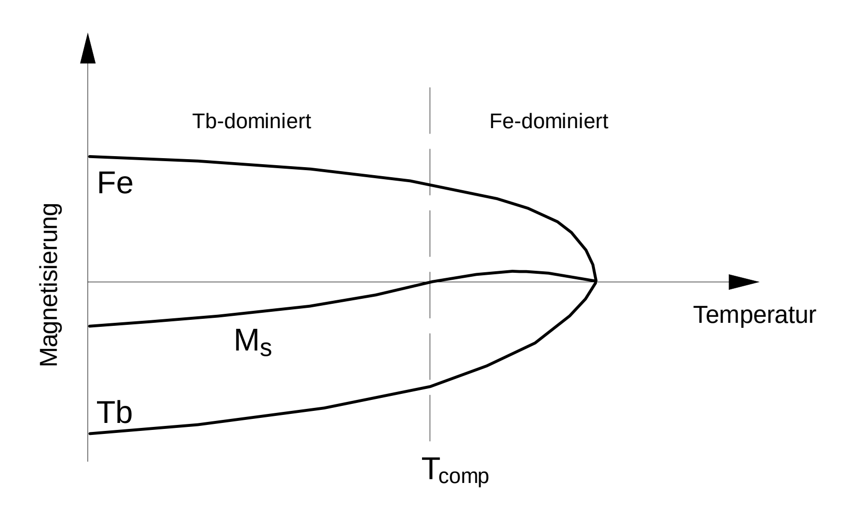


Abb. 2.6: Die Nettomagnetisierung einer RE/TM-Probe ist hier als Summe der Untergitter-magnetisierungen aufgetragen. Dabei ist sie zur Veranschaulichung teilweise negativ gezeichnet. Sie richtet sich anhand der Richtung des äußeren Feldes aus, so dass dadurch entweder das Tb- oder das Fe-Untergitter in Feldrichtung zu liegen kommen. Man spricht daher von Tb- bzw. Fe-Dominanz.

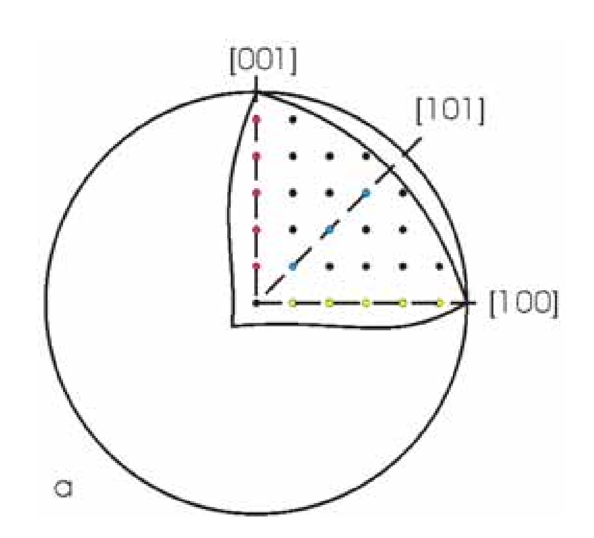
In der abgebildeten RE/TM-Schichten tritt der Ferrimagnetismus auf, d.h. es stellen sich die Magnetisierungen der Elemente entgegengesetzt so ein, dass die relativ kleine Differenz das Verhalten der Schicht bestimmt. Diese Differenz entspricht der Sättigungsmagnetisierung (M_S), die sich im Falle des Ferrimagnetismus temperaturabhängig ändert *[Abb. 2.6]*.
Die Magnetisierung des Eisen-Untergitters ist mit dem Kerr-Effekt (d.h. der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes *[Kap. 2.5]*) über die Spin-Bahn-Kopplung und die Spinpolarisation der beteiligten Elektronen verknüpft. Man kann damit die relative Magnetisierungsänderung und die Ummagnetisierungsprozesse über den Kerr-Effekt beobachten. Eine Aussage über die absolute Magnetisierung ist durch den Kerr-Effekt allerdings nicht möglich, da keine physikalische Verknüpfung mit der Summe aller Elektronenzustände besteht.

Die bisherigen Erklärungen gehen immer von Schichten mit kristalliner Struktur aus, bei denen zwei Untergitter auftreten können.
Im Umkehrschluss sollte bei amorphen Schichten weder eine Gitterstruktur noch eine Vorzugsrichtung (Anisotropie) auftreten. Da RE/TM-Legierungen in diese Kategorie fallen, war die Entdeckung der einachsigen magnetischen Anisotropie im Jahre 1973 *[Chau73, Mimu76, Chau86]* eine kleine Sensation. Seit diesem Zeitpunkt werden Untersuchungen durchgeführt, welche die Ursache dieser Anisotropie sowie deren Einflussparameter klären sollen. Dass diese magnetische Anisotropie mit einer strukturellen Anisotropie zusammen hängt, ist inzwischen geklärt, aber die Herkunft dieser strukturellen Anisotropie wird weiterhin intensiv erforscht und diskutiert. Für die Entstehung dieser uniaxialen Anisotropie senkrecht zur Schichtebene werden von verschiedenen Autoren immer noch verschiedene Mechanismen bzw. Kombinationen davon verantwortlich gemacht. Im folgenden Kapitel *[Kap. 2.3]* werden daher die Beiträge zur magnetischen Anisotropie dargestellt und für die RE/TM-Schichten diskutiert.
Obwohl das Modell der zwei Untergitter mit antiparalleler, temperaturabhängiger Magnetisierung ausreicht, um das magnetische und magneto-optische Verhalten der RE/TM-Legierungen phänomenologisch zu erklären, ist die Herkunft der strukturellen Anisotropie und damit die Erklärung der magnetischen Untergitter, auf denen das Model basiert, noch nicht endgültig geklärt. Da sich deshalb keine Vorhersagen über das Verhalten bzw. die Herstellungsparameter eines neuen Materials machen lassen, ist die Diskussion über das magnetische Verhalten*[Okud04, Take04]* und den Einfluss der strukturellen Anisotropie für RE/TM *[Hub01]* und verwandte Materialien wie Si-Fe*[Diaz02]* auch heute noch aktuell.

2.3 Magnetische Anisotropie

Die letzten Ausführungen des vorangegangenen Abschnitts *[Kap. 2.2.5]* haben deutlich gemacht, dass ein Verständnis der magnetischen Anisotropie nötig ist, um das Verhalten der RE/TM-Legierungsschichten zu verstehen. Bevor wir uns diesem Spezialfall zuwenden, werden die verschiedenen Anisotropiebeiträge vorgestellt.
Im allgemeinen ist Anisotropie die Eigenschaft von Kristallen, in den unterschiedlichen Kristallrichtungen verschiedene physikalische Phänomene zu zeigen. In unserem Fall zeigen die Schichten eine bevorzugte Magnetisierungsrichtung, d.h. die magn. Momente richten sich bevorzugt in einer bestimmten Richtung aus, die daher leichte Richtung genannt wird. Für diese magnetische Anisotropie bzw. die Ausrichtung der leichten Richtung sind bei den RE/TM-Legierungsschichten verschiedene Beiträge verantwortlich, die im folgenden näher erläutert werden sollen: im ersten Teil werden magnetokristalline Anisotropie und Formanisotropie betrachtet, danach werden die magnetoelastische Anisotropie und die Grenzflächenanisotropie getrennt diskutiert.

2.3.1 Die magnetokristalline Anisotropie und die Formanisotropie



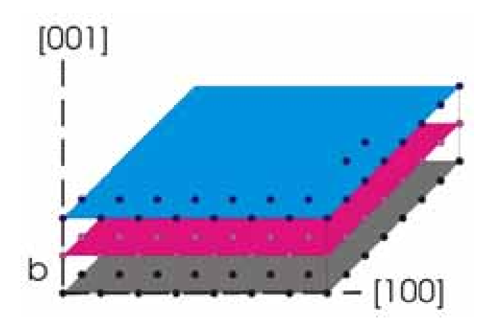
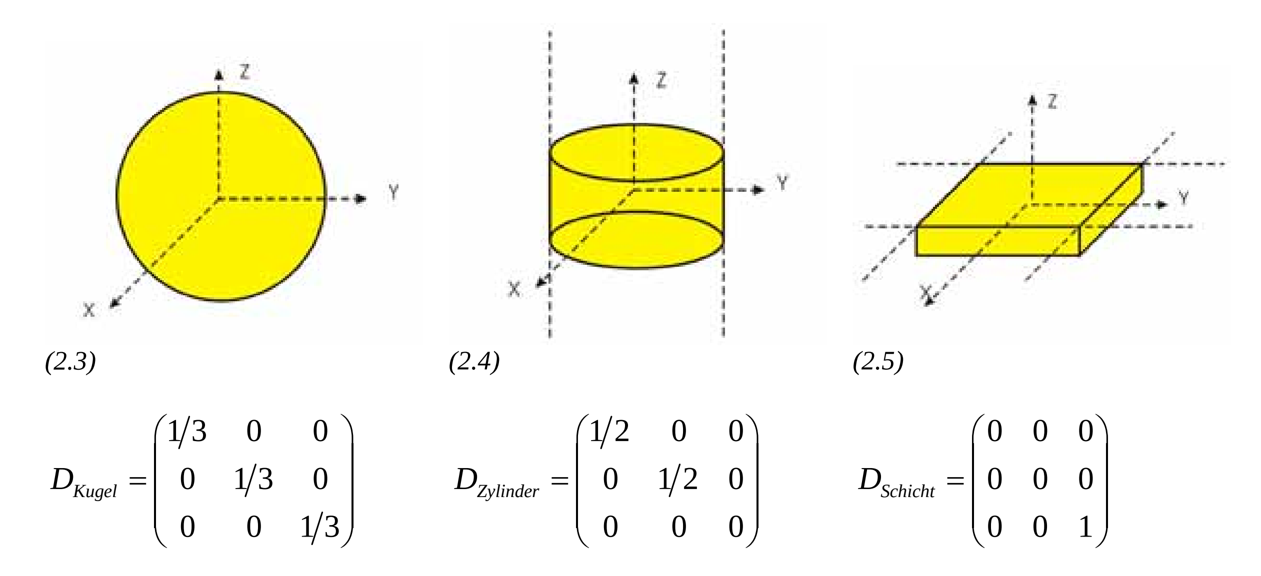


Abb.2.7: Aus einem kubischen Kristall wird eine Kugel (a) ausgeschnitten, die geometrisch zwar perfekt ist, aber unterschiedliche Eigenschaften in den verschiedenen Kristallrichtungen zeigt. Als Gegensatz dazu sind in einer dünnen Schicht (b) die Ebene und die Normale kristallographisch gleichwertig, während die Form der Probe (Geometrie) unterschiedlich ist.

Um die magnetokristalline Anisotropie von der Formanisotropie zu unterscheiden, hat P. Bruno *[Bru93, Bru99]* ein sehr anschauliches Gedankenexperiment beschrieben. Gegeben sei ein ferromagnetisches Material mit einer einfachen kubischen Kristallstruktur, aus dem zwei Proben herausgeschnitten werden: eine Kugel und eine dünne Platte, deren Flächennormale parallel zur (001)-Achse ist *[Abb. 2.7]*.
Um sich vorzustellen, was es heißt, dass die Orientierung der Magnetisierung von der inneren Struktur des Kristalls abhängt, nimmt man eine Kugel. Die Form dieser Probe ist dann per Definition vollkommen isotrop. Da die Kristallstruktur jedoch leichte Richtungen entlang der kristallographisch gleichwertigen (100)- und (001)-Achsen hat, bzw. eine schwere Richtung in der (101)-Richtung, ist eindeutig zu erkennen, dass die Kristallographie (innere Struktur) bestimmend für die Orientierung der Magnetisierung ist (magnetokristalline Anisotropie).
Der Fall, dass die Magnetisierungsrichtung von der Form der Probe abhängt, lässt sich durch eine dünne Platte realisieren. Schneidet man aus dem isotropen Kristall eine dünne Platte, zeigt diese in der Richtung zu ihrer Fläche parallelen (100)- bzw. senkrechten (001)- Richtung unterschiedliche Magnetisierungskurven, obwohl diese beiden Richtungen aufgrund der kubischen Kristallstruktur kristallographisch gleichwertig sind (Formanisotropie).
Die magnetokristalline Anisotropie, d.h. der Anteil durch die Kristallstruktur der Probe, wird in der Hauptsache durch die Spin-Bahn-Kopplung verursacht, im Falle der Seltenen Erden beruht der Magnetismus auf den 4f-Elektronen, die sehr weit außen sitzen und daher die Einflüsse der Kristallstruktur deutlicher spüren als die 3d-Elektronen, auf denen der Magnetismus der Übergangsmetalle beruht. Für einen detaillierten Vergleich bzw. eine detaillierte Darstellung verweise ich auf Rechnungen, die Bruno zum Einfluss der 4f-Elektronen in seiner Arbeit „Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy “ *[Bru93]* gemacht hat.



(2.3) (2.4) (2.5)

$$D_{Kugel} = \begin{pmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 \end{pmatrix} \qquad D_{Zylinder} = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad D_{Schicht} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Abb.2.8: Entmagnetisierungsfeld für verschiedene Formen: Die Kugel (a) ist in drei Dimensionen (X,Y,Z) eingeschränkt. Der (unendlich) lange Zylinder(b), hier gestrichelt dargestellt, ist nur in zwei Dimensionen (X,Y) eingeschränkt, die Schicht (c) sogar nur in einer Dimension (Z).

Die Formanisotropie kann vollständig durch das Entmagnetisierungsfeld, das seine Ursache in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung hat, beschrieben werden. Bei einer Probe beliebiger Form ist dieses abhängig vom betrachteten Ort innerhalb der Probe. Für eine Probe in Form eines Ellipsoids (und dessen Spezialfall Kugel) stellt man im gesamten Volumen einen (bezüglich Richtung und Betrag) konstanten Wert für das Entmagnetisierungsfeld fest.
Allgemein wird die Form der Probe im Ausdruck für das Entmagnetisierungsfeld durch einen Tensor D berücksichtigt:

(2.6) $$H_{dip} = -4\pi D \cdot M$$

wobei H_{dip} der dipolare Anteil am inneren Feld ist und M die Magnetisierung der Probe.

Den Tensor D kann man für einfache Formen, wie Kugel, unendlich langer Zylinder oder dünne Schicht mit unendlicher Ausdehnung geometrisch bestimmen (Abb. 2.8) *[Bru93]*.

2.3.2 Die magnetoelastische Anisotropie

Sie beruht auf dem Phänomen der Magnetostriktion, wonach in einem Kristall durch ein Magnetfeld mechanische (Ver-) Spannungen entstehen. Je nach Material kann es zu einer Verlängerung oder Verkürzung in Magnetisierungsrichtung kommen, wenn der Ferromagnet dadurch seine Gesamtenergie absenken kann. Dieser Effekt kann auch umgekehrt auftreten: so beeinflussen Symmetriebrechungen durch mechanische (Ver-) Spannungen, wie sie beispielsweise durch Kristallbaufehler, an Grenzflächen oder durch das Wachstumsverhalten der Legierungsschichten *[Tho89]* auftreten, die Magnetisierungsrichtung im Festkörper. Der Beitrag dieser magnetoelastischen Anisotropie ist bei dünnen Schichten um einiges größer als der magnetokristalline Anteil, da in diesem Fall der Anteil an Grenzflächen im Vergleich zum Volumen relativ groß ist.

2.3.3 Die Grenzflächenanisotropie

Grenzflächen- bzw. Oberflächenatome haben eine weniger symmetrische Umgebung als Volumenatome, denn zu beiden Seiten der Grenzfläche gibt es unterschiedliche Partner zum Wechselwirken und somit auch eine unterschiedliche Art der Wechselwirkung. Aus diesem Grund bevorzugt diese Anisotropie eine Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Grenzfläche,

also out-of-plane. Da die Grenzflächeneffekte in dünnen Schichten an Bedeutung gewinnen, liefert die Grenzflächenanisotropie einen wichtigen Anteil zur Gesamtanisotropie.

2.3.4 Zusammenfassung

Die magnetische Anisotropie einer Probe setzt sich aus den vier aufgeführten, konkurrierenden Beiträgen zusammen, die ihre Ursache zum einen in den Volumeneigenschaften, zum anderen in den Oberflächeneigenschaften der Probe haben. Die Gewichtung der unterschiedlichen Anisotropiebeiträge hängt von der inneren und äußeren Struktur der Probe ab, so dass das Anisotropieverhalten nicht nur von der Zusammensetzung[2] und dem kristallinen Verhalten[3] abhängen, sondern auch von der Form und den (magnetischen und unmagnetischen) Nachbarschichten. Die Erfahrung lehrt, dass bei diesen Schichten oft kleine Änderungen in der Zusammensetzung oder Schichtdicke bereits großen Einfluss auf das Verhalten der Schicht haben.
Die Anisotropie des Schichtvolumens wird bei dünnen Schichten von der Formanisotropie dominiert. Diese favorisiert eine Magnetisierungsrichtung in der Oberflächenebene, also in-plane. Sogar in vergleichsweise dicken Schichten, wo die Formanisotropie immer noch der dominierende Beitrag ist, sollte sich also die Magnetisierung in der Filmebene ausrichten. Nur bei Schichten, die so dünn sind, dass der Grenzflächenanteil der Anisotropie den Formanteil überwiegt, kann man erreichen, dass ein Material out-of-plane (senkrechte) Anisotropie zeigt. Das Beispiel, an dem dies immer wieder demonstriert und untersucht wird, sind CoPt-Multilayer-Schichten *[z.B. Kapp04]*.

2.3.5 Magnetische Anisotropie in RE/TM-Legierungsschichten

Im Gegensatz zu diesen Argumenten zeigen gesputterte RE/TM-Legierungsschichten selbst bei dickeren Schichten eine senkrechte Anisotropie. Dies ist auf den besonderen Wachstumsprozess beim Sputtern von Schichten zurück zuführen. Die dabei auftretenden Wachstumsmodi hat Thornton in seinem 4-Zonen-Modell zusammengefasst *[Tho89]*. Im Falle der RE/TM-Legierungen befinden wir uns in der Zone, die charakterisiert wird durch eine niedrige Prozesstemperatur im Vergleich zum Schmelzpunkt des Materials, hier entstehen die im vorherigen Kapitel bereits erwähnten Säulenstrukturen*[Fußnote 3]*. Diese Säulen stehen annährend parallel zur Schichtnormalen, d.h. innerhalb der Säulen entsteht eine weitere Formanisotropie, die out-of-plane ausgerichtet ist. Durch geeignete Pufferschichten *[Mur03]* kann man diesen Effekt sehr gut kontrollieren. Ob die in den Schichten dabei gemessenen Verspannungen für das Säulenwachstum verantwortlich sind oder umgekehrt, ist noch nicht endgültig geklärt. Für genauere Betrachtungen verweise ich auf die Arbeit von F. Hubenthal, der dieses Thema mit Hilfe von Ionen-Strahl-Experimenten untersucht hat *[Hub01]*.
Als Fazit lässt sich sagen, dass bei so komplexen Schichtsystemen wie den ferrimagnetischen Legierungsschichten kein theoretisches Modell bisher korrekte Vorhersagen machen kann. Man sollte aber trotzdem die verschiedenen Anisotropieformen kennen, um die auftretenden Effekte im nachhinein dem verantwortlichen Anisotropieanteil zuzuordnen und dies möglicherweise zu optimieren.

[2] Anisotropiewechsel in RE/TM-Schichten können bereits bei Änderung des RE-Anteils um weniger als 1% auftreten.
[3] RE/TM-Schichten sind amorph, zeigen aber eine übergeordnete Struktur durch Säulenwachstum (Thornton 4-Zonen-Modell [Tho89]).

2.4 Domänen in dünnen Schichten

In magnetischen Festkörpern ist eine homogene Magnetisierung über den gesamten Festkörper eher selten. Betrachtet man die Schichten mit geeigneten Methoden (z.B. mit Bitter'sche Streifentechnik*[Kitt99]* oder einem Kerr-Magnetometer*[Kap. 3.4, Hub98]*), so beobachtet man die Bildung von Domänen und Domänenwänden *[Abb. 2.9]*.

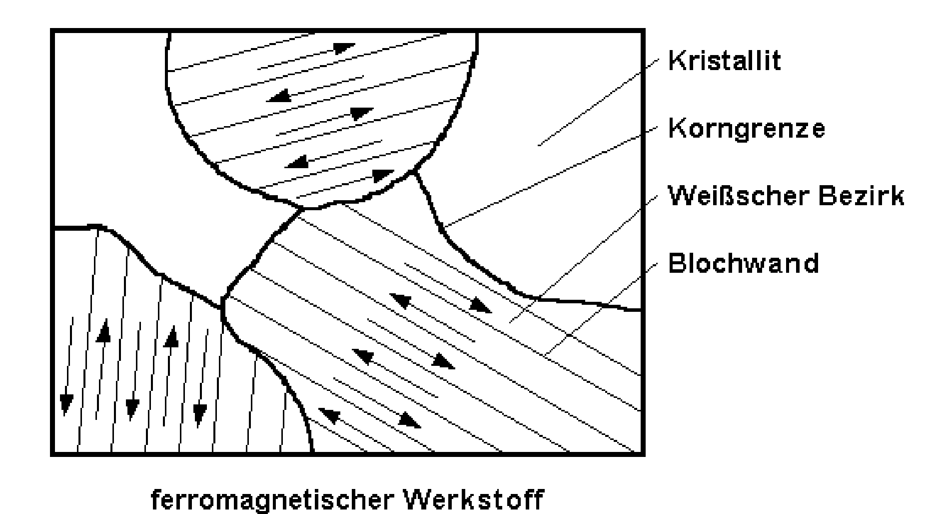


Abb. 2.9: Neben der übergeordneten Struktur eines ferromagnetischen Werkstoffes, die aus Kristalliten und Korngrenzen besteht, entsteht innerhalb der einzelnen Kristallite eine weitere, magnetische Struktur aus Domänen (Weiß'schen Bezirken) und Domänenwänden (Blochwänden). Da sich die Domänen parallel oder antiparallel zu einer bevorzugten Kristallachse ausrichten, wird die Wirkung nach außen (das Streufeld) stark eingeschränkt[Wiki „Weißsche Bezirke"].

Da amorphe Schichten keine Kristallachse haben, an denen sich die Domänen ausrichten, wird die Vorzugsachse durch die magnetische Anisotropie bestimmt. Die hierbei entstehenden „natürlichen" Domänen sind meist unregelmäßig und daher für die Speicherung nicht geeignet. Um Domänen als Informationsträger zu verwenden, müssen sie „künstlich" erzeugt werden und dabei zusätzlich in einer stabilen Form vorliegen (z.B. kreisförmig). Daher ist es wichtig, grundsätzlich zu verstehen, wie Domänen sich bilden, wie stabil sie sind und ob sie auch wieder entsprechend ummagnetisiert („gelöscht") werden können.

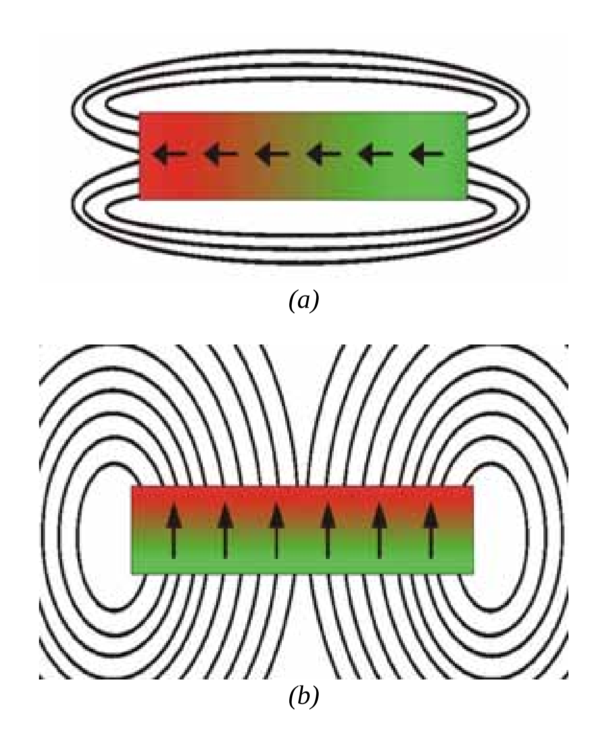
Typ	Definition	Name	Typische Anwendung
1a	*Alle Dimensionen* $>> \Delta$	*orientierte Platten*	*Transformatoren*
1b		*massives Material*	*Elektromotoren, Magnetjoch*
2a	*Zwei Dimensionen* $>> \Delta$	*in-plane anisotrope Dünnschichten*	*weichmagnetische Elemente, longitutionale magnetische Speicherung*
2b		*senkrecht anisotrope Dünnschichten*	*magneto-optische Speicherung, senkrechte magnetische Speicherung*
3	*Eine Dimension* $>> \Delta$	*magnetische Drähte, magnetische Nadeln*	*Sensorelemente, Permanentmagnete aus Materialen mit niedriger Anisotropie, magnetische Speicherung in Partikeln*
4	*Keine Dimension* $>> \Delta$	*magnetische Partikel*	*Permanentmagnete aus Materialen mit hoher Anisotropie, magnetische Speicherung in Partikeln, magnetische Flüssigkeiten*

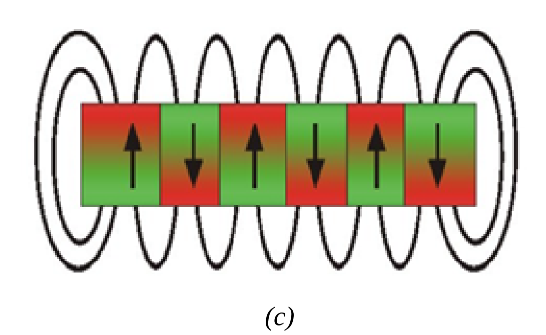
Tabelle 2.1: Aufteilung der magnetischen Proben anhand des Verhältnisses zwischen ihren Dimensionen und der Domänen-Wandstärke (für Bloch-Wände), nach [Hub98].

Um mit einem der mathematischen Modelle eine Domänenstruktur zu erstellen und zu berechnen, benötigt man von der magnetischen Probe neben makroskopischen Größen wie der Geometrie auch noch einige mikromagnetische Parameter: die Sättigungsmagnetisierung, die Austauschkonstante, die Kristallstruktur, die Anisotropiekonstante sowie die Mangetostriktionskonstante. Da die Kenntnis aller dieser Parameter nicht immer gegeben ist und die Unterscheidung von Domänen anhand so vieler Parameter aufwendig ist, werden sie in der Tabelle*[Tab. 2.1]* anhand der (messbaren) Domänen-Wandstärke (Δ) charakterisiert.

2.4.1 Warum entstehen Domänen?

Aus den oben gemachten Ausführungen zum Ferromagnetismus*[Kap. 2.2.3]* geht hervor, dass die Parallelstellung der magnetischen Momente die energetisch günstigste Stellung darstellt. Physikalisch ausgedrückt heißt das die Austauschenergie zwischen den einzelnen magn. Momenten wird minimiert. Nur bei einigen wenigen realen Festkörpern führt die Kombination von Form und Material dazu, dass dieser Fall auftritt. In Stabform werden sie z.B. als Permanentmagneten verwendet. Verdeutlicht man sich anhand eines solchen Permanentmagneten, wie die Feldlinien verlaufen *[Abb. 2.10a]*, so wird deutlich, dass bei freien magn. Momenten an der Oberfläche *[Abb. 2.10b]* extrem viele Feldlinien auftreten. Dieser Effekt verschlingt Energie, die sogenannte Streufeldenergie. Diese wirkt der Austauschenergie entgegen und versucht, jeweils benachbarte magn. Momente an der Oberfläche gegeneinander auszurichten *[Abb. 2.10c]*. Hierdurch entstehen die Domänen.





(c)

Abb. 2.10: bei Permanentmagneten (a) entstehen nur wenige magn. Momente an der Oberfläche, so dass kaum Feldlinien außerhalb des Festkörpers verlaufen. Dünne, senkrecht magnetisierte Schichten (b) zeigen (theoretisch) extrem viele Feldlinien. Dies wird durch die Ausrichtung benachbarter magn. Momente (c) kompensiert. Es entstehen magnetische Domänen.

Die Größe der Domänen und die Struktur der Domänenwände wird durch einen weiteren Effekt bestimmt: Die Größe der magn. Momente und die Stärke der Austauschenergie bestimmen, dass zwei benachbarte magn. Momente nicht beliebig weit von der Parallelität abweichen können. Hierdurch kommt es nicht zu einem scharfen Übergang zwischen zwei Domänen, sondern zu einem langsamen Drehen der Ausrichtung. Diesen Bereich nennt man die Domänenwand. Die Energie, die in den Aufbau dieser Wände gesteckt werden muss, konkurriert mit der Streufeldenergie, so dass sich zwischen diesen beiden Energien ein Gleichgewicht einstellt. Das Gleichgewicht zwischen der Streufeldenergie und der Domänenwandenergie bestimmt daher die Größe der Domänen bzw. die Dichte der Domänenwände.

Als weitere Erkenntnis folgt aus diesen Überlegungen, dass die Domänenstruktur an der Oberfläche eines Festkörpers sich von der Struktur im Inneren unterscheidet. Dies ist für die weiteren Betrachtungen der dünnen Schichten allerdings nebensächlich, da wir uns mit senkrecht anisotropen Schichten beschäftigen werden, deren Domänen aufgrund der niedrigen Schichtdicke durch die gesamte Schicht reichen.

2.4.2 Domänen in Schichten für die MO-Speicherung

Für die magneto-optische Speicherung werden, wie schon erwähnt, dünne Schichten verwendet, die eine große senkrechte Anisotropie mitbringen *[Typ 2b in Tab. 2.1]*. Die Herkunft dieser senkrechten Anisotropie ist noch nicht endgültig geklärt *[Kap. 2.3.5]*. Für die Anwendung dieser Materialien wird eine phänomenologische Beschreibung verwendet, die die Anisotropie in zwei Anteile aufteilt. In den einen Teil fließt die Formanisotropie (K_D) ein, die alle geometrische Eigenschaften der Probe aufnimmt. In den anderen Teil, die intrinsische Anisotropie (K_U), werden alle Anteile zusammengezogen, die vom Material abhängen. D.h. in diesen Anteil fließen die gesamten internen Beiträge zur Anisotropie ein (magneto-elastische, magneto-kristalline, Ein-Ionen-Anisotropie usw.), unabhängig davon, welche Erklärung und Abhängigkeiten man für die einzelnen Anteile verwendet.
Nimmt man noch die Zeeman-Energie (E_Z) durch den Einfluss des äußeren Feldes (H) hinzu, so bekommt man für die Gesamtenergie eines Ein-Domänen-Systems den Ausdruck:

$$E_{TOT} = E_Z + K_D \sin^2\theta + K_U \sin^2\theta \,. \tag{2.7}$$

Die Entmagnetisierungskonstante K_D lässt sich mit Hilfe der Sättigungsmagnetisierung ausdrücken, in die Zeeman-Energie (E_Z) geht zusätzlich der Winkel zwischen deren Vorzugsrichtung (α) und dem äußeren Magnetfeld (θ) ein:

$$E_{TOT} = -\mu_0 H M_S \cos(\alpha - \theta) \quad - \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \sin^2\theta \quad + K_U \sin^2\theta \,. \tag{2.8}$$

Im Falle der MO-Speicherschichten wird die effektive Anisotropie, die Differenz aus K_U (senkrecht) und K_D (in der Ebene) so groß, dass die senkrechte Anisotropie nicht nur bevorzugt wird, sondern sie wird zur einzig möglichen Ausrichtung für die Magnetisierung.

$$K_U^{eff} = K_U - \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 >> 0 \,. \tag{2.9}$$

Bis hierher wurde die Schicht immer durch eine einzelne, homogene Domäne dargestellt (Stoner-Wohlfarth-Modell*[z.B. Mans95]*), deren Gesamtenergie entsprechend manipuliert werden kann. Mit dem Vergleich der Magnetisierung zur Sättigungsmagnetisierung kann man hierbei noch das (Volumen-)Verhältnis der Domänen bestimmen, die in und gegen Feldrichtung ausgerichtet sind, jedoch kann man keinerlei Aussage über die Größe und Struktur der einzelnen Domänen machen.
Will man zu diesen Detail übergehen, so muss man den magnetischen Aufbau der Schicht aus Domänen und Domänenwänden berücksichtigen. Der Ausgleich zwischen Streufeldenergie (bevorzugt sehr kleine Domänen – wenig Streufeld) und Domänenwandenergie (bevorzugt große Domänen – wenig Wände) beeinflusst die Größen und Struktur der Domänen. Dies geschieht allerdings nur, solange die Wanderung der Domänenwände keine Energie verschlingt, d.h. bei einer verschwindenden Koerzitivfeldstärke ($H_C \approx 0$). Mit einem einfachen Streifenmodell für ferromagnetische Schichten *[Jäg96]* lässt sich zeigen, dass es eine stabile Domänebreite ($d_{\min}$) gibt, die von der Wandenergie (σ_W) und von der Sättigungsmagnetisierung (M_S) abhängt:

(2.10)
$$d_{\min} = \frac{1}{M_S} \sqrt{\frac{4\pi\, h\, \sigma_W}{1.7\, \mu_0}} \,.$$

In diesen Schichten ist der Haupteffekt, dass mit zunehmender Magnetisierung die Breite der Domänen abnimmt. Oder umgekehrt: Schichten mit einer niedrigen Magnetisierung haben große, stabile Domänen. Dies ist ein wichtiges Kriterium für die Auswahl der Speicherschicht *[Kap. 5]*, bei denen man für die Speicherung sowohl kleine wie auch stabile Domänen braucht. Diese Besonderheit erreicht man dadurch, dass sich die Sättigungsmagnetisierung (eigentlich: Netto-Magnetisierung) bei Ferrimagneten temperaturabhängig einstellen lässt. In einem erweiterten Modell zeigen Kooy und Enz *[Koo60]*, wie man die Einflüsse eines externen Feldes berücksichtigt. Dieses erweiterte Modell lässt sich mit Hilfe des Kerr-Mikroskops überprüfen (Stichwort: magnetische Ripple-Struktur an senkrecht magnetisierten Schichten in kleinen in-plane-Feldern *[Zlo04]*), bringt für die in dieser Arbeit untersuchten Schichten jedoch keine erweiterten Erkenntnisse.

2.5 Polarer magneto-optischer Kerr-Effekt (pol. MOKE)

Die Kerr-Messtechnik dient in unserem Fall der Untersuchung von Schichten und Schichtsystemen, die für die magneto-optische Datenspeicherung verwendet werden. Im Folgenden wird der physikalische Effekt erklärt. Auf die technische Umsetzung in Form eines Kerr-Magnetometers bzw. eines Kerr-Mikroskops wird dann im Kapitel 3.4 eingegangen.

2.5.1 Physikalische Erklärung

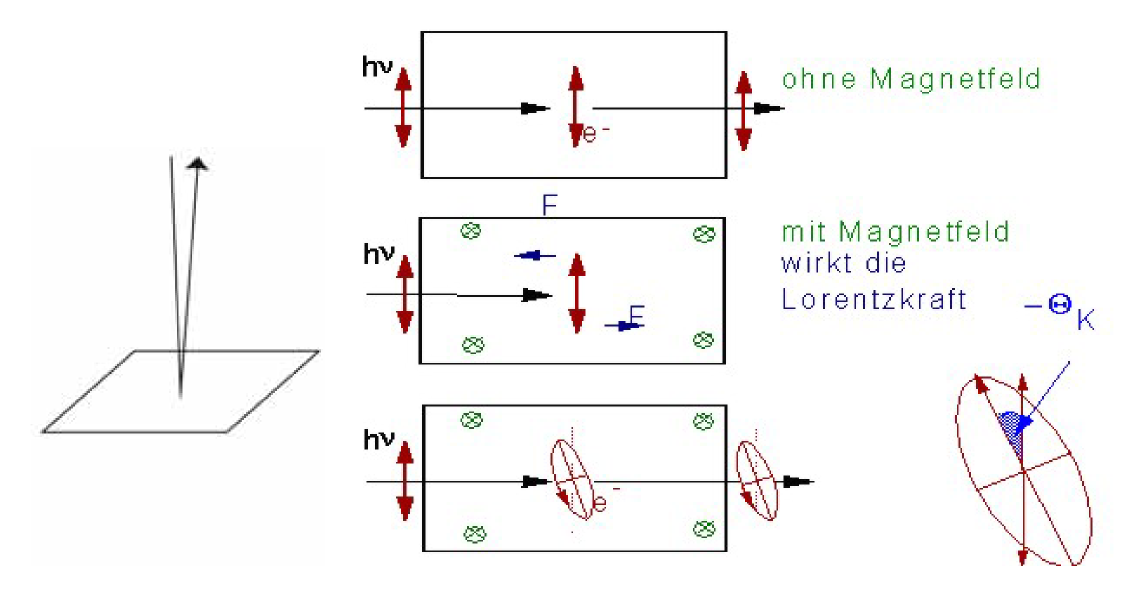


Abb. 2.11: Entstehung der Polarisationsdrehung: links ist die Geometrie dreidimensional dargestellt, rechts wird vereinfacht von oben auf die Schichtebene geschaut. Das einfallende, polarisierte Licht (von links nach rechts dargestellt) regt die Elektronen in der Schichtebene zum linearen Schwingen an. Diese Elektronen emittieren Licht, das dieser Schwingung folgt. D.h. bei Abwesenheit eines Magnetfeldes (oben) wird wiederum linear polarisiertes Licht emittiert. Legt man nun ein Magnetfeld senkrecht zur Oberfläche an, so wirkt auf die Elektronen in der Schicht die Lorenzkraft (Mitte), hierdurch werden sie zu einer elliptischen Schwingung gezwungen. Das emittierte Licht (unten) ist dann dementsprechend ebenfalls elliptisch polarisiert. Der Kerr-Winkel (rechts) ist definiert als der Winkel zwischen der Hauptachse der Ellipse und der vorherigen Polarisationsachse.

Um den Kerr-Effekt und die damit gemessenen Hysteresekurven zu verstehen, kann man zunächst von folgender einfacher Vorstellung ausgehen: Fällt ein Lichtquant ($h\nu$) auf eine metallische Oberfläche, so regt es ein Leitungselektron in den ersten Lagen dieser Oberfläche

zu Dipolschwingungen an. Durch diese Dipolschwingung emittiert das Elektron jetzt ein neues Lichtquant, das dieselbe Energie (Wellenlänge) wie das eingestrahlte Lichtquant hat.
Steht der E-Vektor der Lichtwelle senkrecht zur Einfallsebene, so werden auch die Dipolschwingungen senkrecht dazu angeregt, d.h. das emittierte Photon ist ebenfalls senkrecht zur Einfallsebene polarisiert*[Abb. 2.11oben]*. Summiert man alle Photonen wieder zu einem Lichtstrahl auf, so findet man die Polarisationsrichtung sowohl in Reflexion, wie auch in Transmission wieder.
Schaltet man nun ein Magnetfeld hinzu, das senkrecht zur Oberfläche der Probe steht, so wird eine zusätzlich Wirkung auf die Bewegung der Elektronen ausgeübt, die im wesentlichen von der Lorentz-Kraft ($\vec{F} = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$) herrührt*[Abb. 2.11Mitte]*. Sie zwingt die Elektronen auf eine elliptische Bahn, die parallel zur Oberfläche liegt*[Abb. 2.11unten]*. Die nun von den schwingenden Dipolen emittierte Welle ist in Transmission oder Reflexion ebenso elliptisch polarisiert *[Mans95 p.147ff]*. Diese Drehung ist so definiert, dass bei einem Magnetfeld, das senkrecht aus der Probe kommt, die Drehung der großen Halbachse der Ellipse gegen die feldfreie Stellung positiv ist. Diesen Effekt der Polarisationsdrehung von polarisiertem Licht nennt man in Reflexion „Kerr-Effekt" und in Transmission „Faraday-Effekt". Auf Basis dieses Modells lässt sich sowohl der magneto-optische Kontrast am Kerr-Mikroskop berechnen *[Hub83, Kna00]* als auch die Interferenz und Verstärkung des Signals mit Hilfe einer dielektrischen Beschichtung erklären *[Hub98 p.32ff]*.

2.5.2 Interpretation der Hysteresekurven

Die Interpretation der Hysteresekurven erfolgt in mehreren Schritten. Anfangs wird kurz auf die Geometrie des Messaufbaues eingegangen und die Anisotropie-Richtung (senkrecht oder in-plane) festgestellt. Im zweiten Schritt wird die Hysterese darauf untersucht, welcher Anteil (RE oder TM) dominant ist. Am Ende wird dann noch entschieden, wo die Kompensationstemperatur in Relation zur Temperatur bei dieser Messung liegt.
Die Unterscheidung zwischen einer Hysteresekurve, die in der Ebene liegt und einer, die senkrecht zur Schichtebene steht, hängt zuerst einmal von der Geometrie des Messaufbaues ab. Da im weiteren Verlauf der Arbeit nur Untersuchungen mit polarem Kerr-Effekt gemacht werden, wird diese Geometrie als Grundlage benutzt. D.h. im Weiteren betrachten wir die Schicht (messen wir den Kerr-Effekt) immer in senkrechter Geometrie (polar zur Schichtebene), wobei das äußere Magnetfeld ebenfalls in dieser Richtung angelegt wird *[vgl. Kap. 2.5]*.

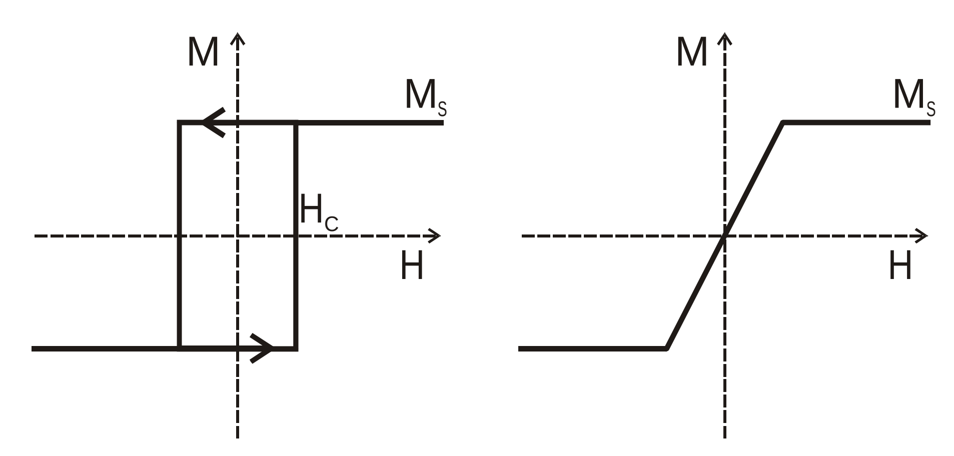


Abb. 2.12:Schematische Hysteresekurven für Schichten mit senkrechter (links) oder in-plane (rechts) Anisotropie. Dargestellt ist die Magnetisierung (M) gegenüber dem äußeren Magnetfeld (H). Die Sättigungsmagnetisierung (M_S) entspricht der Ausrichtung aller Domänen parallel zum Feld; Die Koerzitivfeldstärke (H_C) zeigt an, wie stabil der antiparallele Zustand ist, d.h. welches Gegenfeld man anlegen muss, damit die Domänen in den parallelen Zustand umklappen.

Für die Anisotropie gilt es, zwei Fälle zu unterscheiden: Entweder steht die Anisotropie senkrecht auf der Schichtebene oder sie liegt innerhalb derselben.
Betrachtet man die Richtung der Magnetisierung*[Abb. 2.12]*, so stellt man fest, dass sie sich bei großen äußeren Feldern anhand der Richtung dieses Magnetfeldes orientiert. Die Magnetisierung nimmt daher ihren maximal möglichen Wert an: sie ist gesättigt (jeweils M_S in Abb. 2.12).
Den Unterschied zwischen senkrechter Anisotropie (parallel zum äußeren Feld) und in-plane Anisotropie (senkrecht zum äußeren Feld) erkennt man, sobald das äußere Feld kleiner wird: im Zustand der senkrechten Anisotropie bleibt die Magnetisierung entlang der Anisotropierichtung ausgerichtet. Dieser Zustand ist so stabil, dass er sogar bis zu einem (kleinen) Gegenfeld H_C bestehen bleibt. Erst bei diesem Gegenfeld reicht die Energie des äußeren Feldes aus, um die Domänen zum Umklappen zu bringen. Das Wort „umklappen" wird deshalb gebraucht, weil der Zustand einfach von parallel zu antiparallel wechselt. D.h. es ergibt sich eine rechteckige Hysterese, wie es in der Abbildung *[Abb. 2.12]* links dargestellt ist.
Hat die Schicht eine in-plane Anisotropie, so wird sie bei hohen Feldern ebenfalls gesättigt. Bei nachlassendem Feld allerdings wirkt eine rücktreibende Kraft, die gegen das äußere Feld versucht, die Magnetisierung in die Ebene zu drehen. D.h. mit abnehmendem Feld dreht sich die Magnetisierung zurück in die Schichtebene, so dass die gemessene senkrechte Komponente abnimmt und im Idealfall bei Feld Null verschwindet. Die sich dabei ergebende Hysteresekurve ist im rechten Teil der Abbildung *[Abb. 2.12]* zu sehen.
Um den Einfluss des RE- bzw. TM-Anteils und die Temperaturabhängigkeit der Hysterese zu verstehen, muss man auf die Besonderheiten des magneto-optischen Kerr-Effekts an RE/TM-Legierungen genauer eingehen. Wie bereits im Kapitel zum Ferrimagnetismus *[Kap. 2.2.5, Abb. 2.6]* im Detail dargestellt, setzt sich die Netto-Magnetisierung der RE/TM-Schichten aus den Komponenten der beiden Untergitter zusammen. Mit rein magnetischen Messmethoden (z.B. Torsion- (TVM) oder Vibrationsmagnetometer (VSM) *[z.B. BS3]*) ist die Netto-Magnetisierung die einzig zugängliche Größe.
Die Anteile der beiden Komponenten innerhalb der RE/TM-Schichten lassen sich mit dem Kerr-Effekt durch einen nicht-magnetischen Unterschied trennen: die optische Anregungsenergie des beteiligten Elektronenzustandes (3d) für die TM-Elemente (Fe, Co, Ni) liegt unterhalb von 1.5 eV, während die bei RE-Elemente (Tb, Gd, Dy) magnetisch aktiven Elektronenzustände (4f, 5d) eine optische Anregungsenergie haben, die oberhalb von 3 eV liegt *[Sug00 p.2ff; Die68]*. Durch Auswahl einer Laser-Wellenlänge von 632,8 nm (das entspricht 1,96 eV) werden durch das eingestrahlte Laserlicht nur die Elektronenzustände des TM-Elements angesprochen. Mit Hilfe des Kerr-Effektes auf dieser Wellenlänge lässt sich also die Magnetisierung des TM-Untergitter separat detektieren.

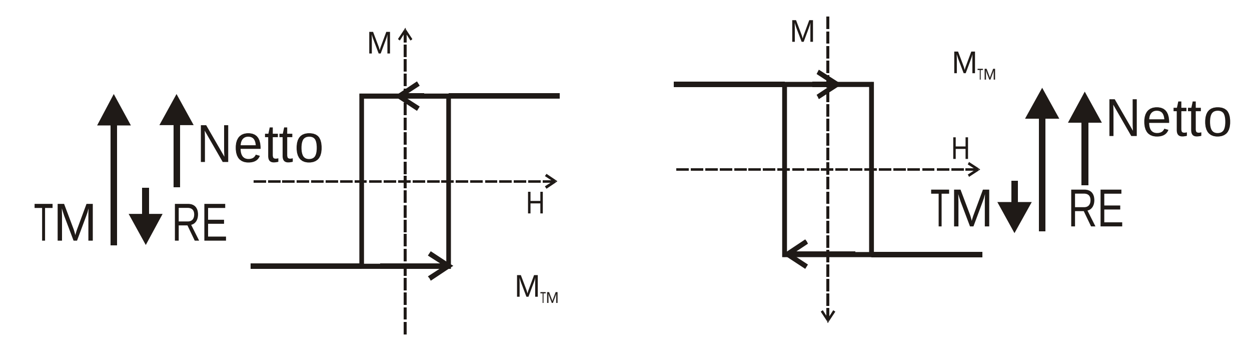


Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Hysteresekurven einer RE/TM-Legierungsschicht. Die Nettomagnetisierung richtet sich immer anhand des äußeren Feldes aus (hier: nach oben). Im Fall der TM-Dominanz (links) ist dies identisch mit der Richtung des TM-Untergitters, so dass eine „normale" Hysteresekurve gemessen wird. Ist jedoch der RE-Anteil dominant (rechts), so liegt das TM-Untergitter entgegen dem äußeren Feld und die daran gemessene Hysterese steht auf dem Kopf.

Durch diese spezifische Anregung wird es möglich, die magnetische Dominanz innerhalb der Probe zu bestimmen:

- ist die Hysterese positiv orientiert, d.h. verläuft sie von links unten nach rechts oben, so ist das TM-Untergitter parallel zum äußeren Feld orientiert*[Abb. 2.13 links]* und bestimmt das Verhalten der Schicht.
- ist die Hysterese negativ orientiert, d.h. sie verläuft von links oben nach rechts unten, so ist das TM-Untergitter antiparallel zum äußeren Feld orientiert*[Abb. 2.13 rechts]*. In diesem Fall ist dann das (unsichtbare) RE-Untergitter parallel zum äußeren Feld orientiert und dominiert das Verhalten der Schicht.

Daher verwendet man für die Beschreibung des Zustandes auch die Begriffe „TM-Dominanz“ oder „RE-Dominanz“.
Da die Untergitter-Magnetisierungen nun auch noch unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten aufweisen *[vgl. Abb. 2.6]*, ändern sich sowohl die Netto-Magnetisierung wie auch die Koerzitivfeldstärke mit der Temperatur. Die Netto-Magnetisierung (gemessen als Sättigungsmagnetisierung) nimmt bei der Annährung an die Kompensationstemperatur ab und die Koerzitivfeldstärke steigt damit entsprechend an. Verdeutlichen kann man sich dies ganz einfach anhand der Hebelgesetze: Ein kürzerer Hebel (M_S) führt dazu, dass man eine höhere Kraft (H_C) aufwenden muss. Für die Hysteresekurve heißt das, sie wird bei Annährung an die Kompensationstemperatur breiter. Aus der Kombination dieser Eigenschaft mit der Dominanz lässt sich aus zwei Messungen bei benachbarten Temperaturen bereits sagen, welche Anisotropie und Dominanz-Eigenschaften die Schicht hat, und wo sich in etwa die Kompensationstemperatur befindet.

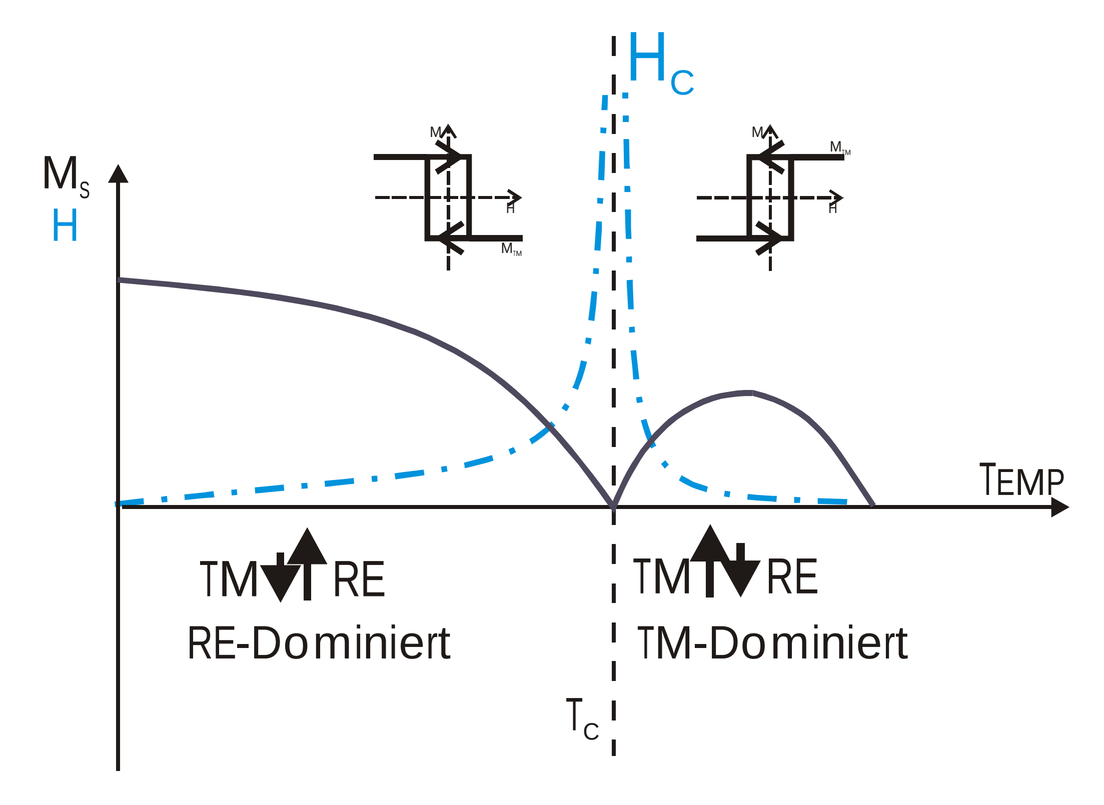


Abb. 2.14: Hier sind die Kriterien zur Beurteilung von RE/TM-Legierungsschichten zusammengefasst: Zuerst einmal entscheidet die Form der Hysterese (rechteckig oder s-förmig) über die Anisotropie, senkrechte Anisotropie hat man im Fall einer rechteckigen Hysterese. Der Verlauf (normal oder invers) der Hysterese entscheidet dann, ob man sich unter- oder oberhalb der Kompensationstemperatur befindet. Die Koerzitivfeldstärke (H_C) steigt an, je dichter man an die Kompensationstemperatur heran kommt. Die dazu passende Konfiguration der Untergitter ist im unteren Teil der Abbildung noch einmal schematisch dargestellt.

2.6 Magnetische Kopplungen

Die magnetische Kopplung zwischen den einzelnen Schichten (RE/TM oder Granat) des Systems spielen in dieser Arbeit eine wichtige Rolle. Zum Einen ist interessant, auf welche Art die magnetische Kopplung zustande kommen kann *[Kap. 2.6.1]*, zum Anderen sind natürlich besonders die Auswirkungen der Kopplung innerhalb von RE/TM-Systemen zu beachten *[Kap. 2.6.2]*.

2.6.1 Kopplungen in magnetischen Schichtsystemen (allgemein)

Schichtsysteme mit dünnen Schichten bewegen sich in einer Größenordnung, in der sowohl makroskopische wie auch mikroskopische Effekte und Wechselwirkungen eine Rolle spielen. Deutlich wird das in dieser Arbeit daran, dass zur Betrachtung der magnetischen Kopplung innerhalb der Schichtsysteme Effekte aus beiden „Welten" herangezogen werden müssen: die magneto-statische Kopplung und die Austauschkopplung.

Die magneto-statische Wechselwirkung tritt immer auf, wenn sich Körper innerhalb eines Magnetfeldes befinden, d.h. sie wird über die Induktion von magnetischen Feldern vermittelt, wie sie z.B. von Stabmagneten oder Elektromagneten bekannt sind. Diese Kopplung hat eine sehr große Reichweite, ist aber relativ schwach. Die zugrunde liegenden Magnetfelder sind messtechnisch zugänglich (z.B. über den Hall-Effekt*[BS2]*) und eine mathematische Beschreibung des magnetischen Feldes findet sich in jedem Physik-Lehrbuch*[BS2]*. Bei Schichtsystemen mit größeren Abständen spielt nur diese magneto-statische Kopplung eine Rolle. Neben der Geometrie wird dann für die Modellierung der magneto-statischen Kopplung die Sättigungsmagnetisierung der Schichten benötigt. M. Czapkiewicz ist es gelungen, mit einer Software Zwei- und Drei-Schichten-Systeme auf Basis der magneto-statischen Kopplung zu simulieren*[Czap99, Czap04]*.

Die magnetische Austauschkopplung spielt sich, wie der Name schon sagt, auf quantenmechanischer Ebene ab. Der Ferromagnetismus ist auf der atomaren Ebene ein kollektiver Effekt von benachbarten Atomen. Die einzelnen Atome innerhalb einer magnetischen Schichten sind über die Austausch-Wechselwirkung gekoppelt*[vgl. Kap. 2.2.3]*.

Die Austauschkopplung ist ein starker, quantenmechanischer Effekt, der daher aber auch nur eine kurz Reichweite von wenigen Nanometern hat. Befinden sich zwei magnetische Schichten innerhalb dieses Abstandes, so greift die Austauschwechselwirkung auch zwischen den beiden Schichten. Das berühmteste Beispiel hierfür ist der GMR-Effekt*[Grün88, Baib88, Bina89]*, der innerhalb weniger Jahre nach der Entdeckung bereits in die Anwendung eingezogen ist. Eine Erklärung findet sich in der Arbeit von A. Paetzold*[Paet02]*, in der thermische Stabilität und thermische Modifizierung des GMR-Effektes untersucht wurden.

2.6.2 magnetische Kopplungen zwischen RE/TM-Schichten

Betrachtet man die Schichtsysteme, die in dieser Arbeit verwendet werden*[Kap. 4]*, so muss man einige Parameter zusätzlich berücksichtigen, die diese magnetische Kopplung der Schichten untereinander beeinflussen.

Zuerst einmal ist die Sättigungsmagnetisierung dieser Schichten nicht mehr so einfach zu bestimmen, da es sich um ferrimagnetische Schichten*[Kap. 2.2.5]* handelt. Diese Schichten sind aus zwei antiparallelen Untergittern aufgebaut, so dass die Sättigungsmagnetisierung nun durch die temperaturabhängige Netto-Magnetisierung zwischen diesen beiden Gittern repräsentiert wird.

Durch die Geometrie, den direkten Kontakt der Schichten, ist die quantenmechanische Austausch-Wechselwirkung ebenfalls nicht mehr zu vernachlässigen. Die Austausch-Wechselwirkung verknüpft nicht nur die Atome innerhalb einer Schicht, sondern vermittelt auch die Kopplung mit der benachbarten Schicht. Im Falle der ferrimagnetischen Schichten muss man nicht nur die Kopplung der Schichten untereinander beachten, sondern auch das

Verhalten der einzelnen Untergitter zueinander. Bei den hergestellten Doppelschichten aus Tb/Fe und Gd/Fe ist die Kopplung zwischen den beiden TM-Untergittern aufgrund des Fe-3p-Magnetismus*[Kap. 2.2.3]* entsprechend stärker als die Kopplung von zwei RE-Untergittern, die auf dem 4f-Magnetismus*[Kap. 2.31]* beruht. Gemischte Kopplungen zwischen TM (Fe) und RE (Gd oder Tb) sind entsprechend noch schwächer. Um zu entscheiden, welche Kopplungen welchen Einfluss haben, muss man daneben auch die Ausrichtung der einzelnen Untergitter betrachten.

Im Rahmen dieser Überlegungen wird klar, dass bereits in einem Zwei-Schichten-System mehrere verschiedene magnetische Kopplungen zueinander in die richtigen Relationen zu setzen sind. Bisher ist es deshalb nicht gelungen, diese komplexen Systeme zu modellieren oder zu simulieren.

In Kapitel 7 (GdFeCo auf TbFeCo als System mit Magnetischer Superauflösung) und in Kapitel 8 (RE/TM mit einer YIG-Schicht als Ausleseschicht) werden entsprechende Schichtsysteme untersucht. Dort wird dann anhand der Messungen im Einzelfall entschieden, welche Kopplung bzw. welche Ausrichtung der Untergitter aufgetreten ist und welche Effekte hiervon hervorgerufen werden.

3 Messmethoden und Messverfahren

3.1 Kathodenzerstäubung (Sputtern)

Die in dieser Arbeit verwendeten RE/TM-Legierungsschichten werden über Radio-Frequenz-Kathodenzerstäubung (RF-Sputtern) hergestellt. Die Sputtertechnologie ist universell anwendbar, da das Beschichtungsmaterial (Target) nicht thermisch, sondern durch Impulsübertrag zersetzt wird. Daher kann – im Gegensatz zur thermischen Verdampfung – nahezu jede Substanz zerstäubt werden. Die Prozessführung ist relativ unempfindlich gegenüber den Eigenschaften des Targetmaterials, d.h. man kann praktisch jedes Material verwenden.
Hieraus ergeben sich zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten, so dass die Sputtertechnologie heutzutage in vielen Zweigen der Industrie eingesetzt wird. So werden zum Beispiel klassische optische Bauelemente mit reflexionsmindernde Schichten beschichtet oder großflächige Systeme wie Architekturglas zwecks Wärmedämmung und Sonnenschutz mit Metallschichten beschichtet. In der Werkstofftechnik werden TiN-Schichten als schlagfester Goldersatz auf Uhrengehäusen, Schmuck, etc. aufgebracht. Lager oder andere beanspruchte Oberflächen werden mit reibungsarmen Schichten besputtert, sodass extreme Betriebsbedingungen erreicht werden können. In der Elektroindustrie werden dünne, gesputterte Schichten in der Fertigung von integrierten Schaltkreisen als Kontakte, Leiterbahnen oder Isolationen gebraucht. Außerdem werden dünne Schichten bei elektronischen und opto-elektronischen Bauelementen eingesetzt. Die Herstellung optischer, magnetischer und magneto-optischer Speichermedien fällt ebenfalls in diesen Bereich.

Das Sputtern besteht im wesentlichen aus fünf Prozessen:

1. Ionisation von Gasatomen durch Elektronenstoß (Plasmaentstehung)
2. ioneninduzierte Elektronenemission an der Kathode
3. elektroneninduzierte Sekundäremission an der Anode und im Gasraum
4. Kathodenzerstäubung durch Ionen-Stoß
5. Kondensation am Substrat

Die ersten vier Prozesse werden im Folgenden allgemein beschrieben bevor speziell auf das RF-Sputtern eingegangen wird, wie es für diese Arbeit verwendet wird. Danach werden die entsprechenden Material- und Energieabhängigkeiten betrachtet und abschließend wird die Kondensation am Substrat, d.h. die Schichtentstehung, das Schichtwachstum und die entsprechenden Abhängigkeiten, genauer beschrieben.

3.1.1 Beschreibung des Sputterprozesses

Mit der Sputterdeposition können kontrolliert dünne Schichten eines Materials auf ein Substrat aufgebracht werden. *Sputtern bedeutet Zerstäuben des Targetmaterials mittels Ionenbeschuss, daher auch die (deutsche) Bezeichnung des Verfahrens: Kathodenzerstäubung*. In einem Vakuumsystem bildet das Substrat die Anode*[Abb. 3.1]*. Das

Beschichtungsmaterial (das Target) befindet sich dem Substrat gegenüber und bildet die Kathode.

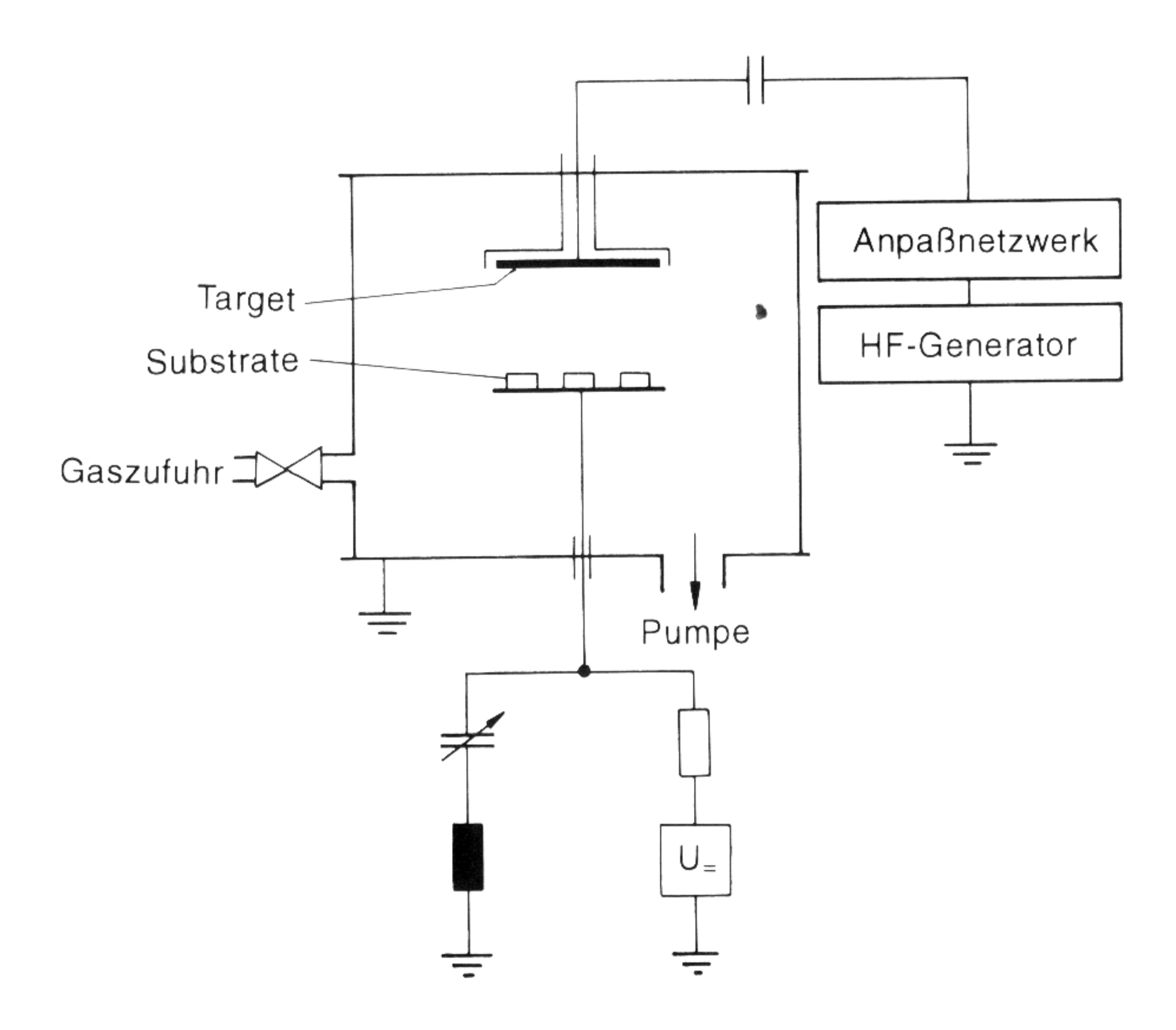


Abb. 3.1: *Das Prinzip der Sputterdeposition: In einer Vakuumanlage wird eine Hochspannung zwischen Target und Substrat (Mitte) angelegt. Dadurch entsteht ein Plasma aus dem Arbeitsgas Argon. Die positiven Ar-Ionen zerstäuben das Target und die Atome schlagen sich überall in der Anlage (und damit auch auf dem Substrat) nieder.*
Durch die Verwendung einer Hochfrequenz-Spannung (oben) lädt sich das Target negativ auf und funktioniert auch mit nichtleitenden Materialien. Das Substrat kann durch die zusätzliche Elektronik (unten) auf verschiedene Potentiale gebracht werden.

Im Einzelnen geschehen beim Sputtern folgende Vorgänge: Der Raum zwischen Anode und Kathode wird evakuiert und anschließend mit dem sogen. Sputtergas gefüllt. Dabei handelt es sich für nicht reaktive Prozesse, wie z.B. im vorliegenden Fall, um ein Edelgas, meist Argon. Der Sputterprozess findet bei einem Ar-Partialdruck von 10^{-3}...10^{-1} mbar statt. Legt man zwischen Target und Substrat eine Spannung (Gleichspannung von 500...5000 V) an, so bildet sich in der Folge zwischen Kathode und Anode eine Gasentladung, die sich in drei Bereiche aufteilen lässt: den *Kathodendunkelraum*, eine *quasineutrale Übergangszone* und die *positive Säule*. Der Kathodendunkelraum ist durch eine mit dem Abstand von der Kathode wachsende positive Raumladung gekennzeichnet, d.h. in diesem Bereich kommt es zu einem steilen Potentialanstieg. Die positive Säule ist als ungestörtes Plasma dadurch charakterisiert, daß die

Zahl der negativen und positiven Ionen etwa gleich groß ist ($n_i = n_e$). Daher bleibt das Potential dort (in etwa) konstant. Zufällig (spontan) entstehende Elektronen bewegen sich in Richtung des elektrischen Feldes auf die Anode zu. Dabei werden sie beschleunigt und bekommen genügend kinetische Energie, um Gasatome, auf die sie treffen zu ionisieren. So entstehen positive Ionen und zusätzliche Elektronen und bilden ein Plasma, d.h. eine ionisierte Phase des Sputtergases. Die Elektronen tragen damit zum Ionisationsprozess im Gas bei, d.h. sie sorgen nicht nur für die Entstehung neuer Elektronen, sondern auch für die Entstehung von positiven Ionen. Diese positiven Ionen werden ihrerseits in Richtung Kathode (Target) beschleunigt. Beim Aufprall auf das Target können auch sie wieder Elektronen herausschlagen.
Vor der Kathode entsteht dabei eine Zone positiver Raumladung, da die dort vorhandenen Elektronen aufgrund ihrer wesentlich geringeren Masse viel schneller in Richtung Anode beschleunigt werden als die positiven Ionen auf die Kathode. Dieser Bereich des starken Potentialanstiegs ist der Beschleunigungsbereich sowohl für die Elektronen in Richtung der Gasatome als auch für die positiven Ionen, die mit der in diesem Bereich aufgenommenen kinetischen Energie nicht nur Elektronen aus dem Target auslösen können, sondern per Stoßkaskade ganze Atome oder Moleküle des Targetmaterials herausschlagen. Beim Auftreffen auf das Target geben diese Ionen einen Teil ihrer kinetischen Energie an die Gitteratome des Targetmaterials ab, in Folge dessen kommt es zu Stoßkaskaden, in deren Verlauf einige Atome zur Oberfläche zurückgestreut werden. Wenn ihre Energie ausreicht, die Oberflächenbindungsenergie des Gitters zu überwinden, können sie das Gitter verlassen und bewegen sich vom Target weg. Für einen Großteil der Fragmente geht diese Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche, also in Richtung Substrat. Auf dem Weg dorthin müssen die Fragmente das Plasma passieren, wo sie aufgrund ihrer Streuquerschnitte unterschiedlich stark abgebremst bzw. gestreut werden. Die am Ende des Weges verbleibende Energie ist die Auftreffenergie am Substrat, diese beträgt einige eV. Wie aus den Ausführungen zu ersehen, ist diese indirekt vom Druck des verwendeten Sputtergases, dessen Stoßquerschnitt und der angelegten Spannung abhängig.
Im Gegensatz zum thermischen Verdampfen, wo die Verdampfungsraten für Metalle um mehrere Größenordnungen variieren *[Kien2 Kap3]*, ist der Wert der Sputterausbeute beim Sputterprozess für alle Metalle sehr ähnlich *[Kien2 Kap5]* und liegt zwischen 0.5 und 2 Atomen pro auftreffendem Sputter-Ion. Die geringe thermische Belastung der Substrate sorgt dafür, dass auch temperaturempfindliche Materialien beschichtet werden können. Die hohe Haftfestigkeit der Schichten auf dem Substrat und eine dichte Struktur aufgrund der hohen Energie der auftreffenden Teilchen sowie eine große Reinheit der Schichten sind weitere Vorteile des Verfahrens.

3.1.2 Radio-Frequenz-Kathodenzerstäubung (RF-Sputtern)

In unserem Fall wird das sogenannte Radiofrequenz-Sputtern (RF) eingesetzt. Hierbei wird keine konstante Spannung zwischen Kathode und Anode angelegt, sondern es wird eine hochfrequente Spannung verwendet, diese liegt normalerweise bei 13,56 MHz, d.h. im Radiofrequenzbereich, daher der Name *[Beck95 Kap2/Kap3]*. Da sich die leichten Elektronen schneller bewegen als die schweren Ionen, wird die Sputterkathode während der positiven Halbwelle von mehr Elektronen getroffen als während der negativen Halbwelle von Ionen. Die Kathode ist durch einen Kondensator von der Hochfrequenzquelle getrennt, daher können die Ladungen nicht abfließen. Hierdurch lädt sich die Kathode negativ auf (Self-Bias-DC-

Potential) und zieht damit die Ionen zusätzlich an. Da dies unabhängig von der Leitfähigkeit des Materials funktioniert, können so auch nichtleitende Materialien gesputtert werden.

3.1.3 Sputtern von Mosaik-Targets

Als Targets werden in dieser Arbeit sogenannte Mosaik-Targets verwendet, d.h. auf ein Legierungstarget aus RE/TM (TbFe bzw. GdFe) werden zusätzlich noch Plättchen aus Eisen und Kobalt gelegt um die Zusammensetzung anzupassen. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass man mit kleinen Änderungen (Hinzufügen oder Entfernen von Plättchen) die Zusammensetzung in weiten Bereichen einstellen kann. Die Berechnung der chemischen Zusammensetzung für die Herstellung bzw. die Auswahl eines TbFe-Targets zur Verwendung als TbFeCo-Mosaik-Target wird im Anhang B detailliert erläutert.

3.1.4 Gesetzmäßigkeiten des Sputterprozesses am Target

Um den Sputterprozess steuern zu können, interessiert, insbesondere für die Regelung der Schichtdicke, die Sputterrate, also die Rate, wie viele Atome pro Zeiteinheit auf das Substrat aufgetragen werden.
Es sind mehrere wichtige Abhängigkeiten für die Sputterrate bzw. den Sputterprozess zu erkennen:

- Der Sputterprozess setzt erst bei einer für die jeweilige Ion-Target-Kombination charakteristischen Schwellenenergie von 10...30 eV ein. Dies ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß ein Atom das Target erst verlassen kann, wenn es ausreichend Energie hat, um die Oberflächenbindungsenergie des Festkörpers zu überwinden. Mit zunehmender Ionenenergie steigt die Sputterausbeute zuerst an, sie erreicht jedoch ein Maximum, um danach aufgrund zunehmender Eindringtiefe und Implantation der Ionen wieder zu fallen. Die Energie erreicht allerdings in unserem Fall niemals diese Energie.
- Die Abhängigkeit vom Targetmaterial ist auf die Sublimationsenthalpie (Lösen der Atome aus der Oberfläche) und die Targetatommasse zurückzuführen. Da wir mit konstanten Zusammensetzungen des Targets arbeiten, ist diese Abhängigkeit vernachlässigbar.
- Bei einer Einfallsenergie der Ionen von einigen 100 eV wird die Sputterausbeute in etwa dann maximal, wenn Ionmasse und Targetatommasse gleich groß sind. Dies rührt daher, dass in einem solchen Fall der Energieübertrag am höchsten ist und dadurch ein optimaler Stoßprozess zustande kommt. Da wir uns auf Argon als Sputtergas und Terbium, Gadolinium, Eisen und Kobalt als Targetmaterialien festgelegt haben, ist auch diese Abhängigkeit nur von theoretischer Bedeutung.
- Bei von Null aus wachsendem Einfallswinkel (gemessen gegen die Oberflächennormale) steigt die Sputterausbeute zunächst an, da die für ein Ausstoßen des Atoms nötige Richtungsänderung des Impulses geringer wird. Bei senkrechtem Ioneneinfall ist dazu idealerweise eine Impulsumkehr, d.h. eine Richtungsänderung des Impulses um 180° notwendig. Um diese zu erreichen, müssen relativ mehr Stöße in der Targetoberfläche erfolgen, als bei einer geringeren Richtungsänderung. Da jeder Stoß auch mit einem Energieverlust verbunden ist, bedeuten mehr Stöße auch eine geringere Sputterausbeute. Ab einem bestimmten Winkel in der Größenordnung 70° wird jedoch die Ionenreflexion dominierend und die Sputterausbeute sinkt wieder. Diese Abhängigkeit vom Einfallswinkel wird in der Technologie ausgenutzt, indem das Target nicht senkrecht mit

Ionen bombardiert wird, sondern unter einem günstigeren Winkel. Das ist möglich, wenn senkrecht zum Target ein Magnetfeld anlegt wird. Dadurch bewegen sich die Ionen auf einer Schraubenbahn auf das Target zu und treffen dort in entsprechendem Winkel auf. Diese sehr gebräuchliche Variante der Technologie heißt Magnetronsputtern. Durch das Magnetfeld ist dieses Verfahren aber nur für unmagnetische Targets verwendbar.

3.1.5 Gesetzmäßigkeiten des Sputterprozesses am Substrat

Beim Sputtern treten die Teilchen durch ihre hohe Energie einige Atomlagen in die Oberfläche des Substrates bzw. in die neu gebildete Schicht ein und bleiben dort stecken. Der offensichtliche Nachteil, die leichte Durchmischung der Schichten, wird bei vielen Materialien sogar zum Vorteil: während bei den klassischen Techniken inkompatible Materialien einfach abplatzen, haften sie durch die Vermischung mit dem Substratmaterial bei Verwendung der Sputtertechnologie besser.
Die Qualität des Films wird in starkem Maße von diesem Eindringen und damit von der verwendeten Energie mitbestimmt. Die Energie lässt sich u.a. durch die Wahl der Sputtertechnik (Magnetron- *[Kap. 3.1.4]*, RF-Sputtern *[Kap 3.1.2]* oder Face-To-Face-Sputtern *[Kna99 Kap5.1]*) und der Prozessparameter beeinflussen, wie z.B. Substrattemperatur, Gasdruck und Sputterrate *[Kien3 Kap5]*. Bei den alternativen Verfahren zur Herstellung von dünnen Schichten (Elektronenstrahl-Sputtern oder Verdampfen) treffen die Atome mit niedriger thermischer Energie auf. Sie bleiben an der Oberfläche und können diffundieren. Daher durchlaufen sie alle Moden des klassischen Schichtwachstums, vom Schichtwachstum über Inselbildung bis hin zur Abstoßung *[Kine95 Kap3]*.

3.1.6 Schichtwachstum bei RE/TM-Legierungen

Für den Fall der RE/TM-Legierungen werden die unterschiedlichen Wachstumsmodi für gesputterte Schichten im Zonenmodell von Thornton*[Thor86]* dargestellt. In diesem Modell betrachtet man die Wachstumsmodi in Abhängigkeit von der Substrat-Temperatur und dem Druck des Arbeitsgases. In einem entsprechenden Diagramm*[Abb. 3.2]* entstehen dabei verschiedene Zonen, in denen jeweils andere Wachstumsmodi auftreten. Im Falle der RE/TM-

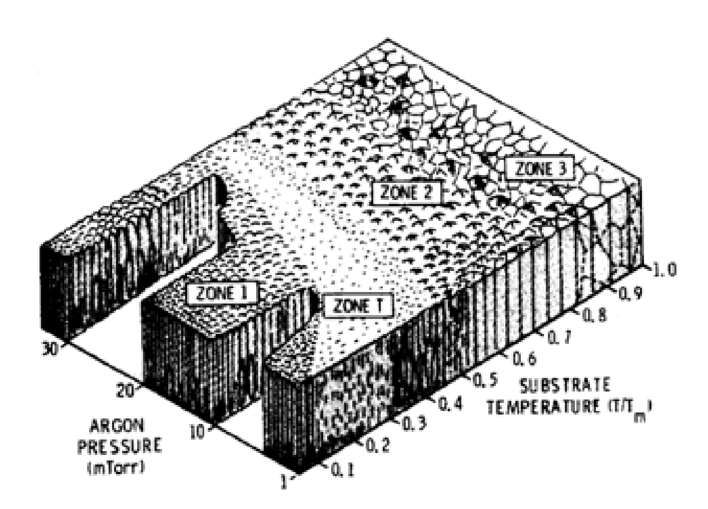


Abb. 3.2: Das Zonenmodell nach Thornton[Thor86]. In Abhängigkeit von den Herstellungsbedingungen beim Sputtern wird das Wachstumsverhalten der Schichten bestimmt. Im Falle der RE/TM Legierungen ist die Substrat-Temperatur (im Vergleich zur Schmelz-Temperatur) so niedrig, dass unabhängig vom Argondruck das Säulenwachstum (Zone 1) auftritt.

Legierungen ist die Temperatur des Substrates im Vergleich zu seiner Schmelztemperatur so niedrig, dass nur ein einziger Wachstumsmodus auftritt: das Säulenwachstum (Zone 1).

3.2 Schichtdickenbestimmung mit Profilometrie (DEKTAK)

Die Schichtdicke der gesputterten Schichten lässt sich durch Abtasten der Oberfläche mit einer Diamantnadel messen. Hierzu wird an einer Doppelstufe auf dem (ebenen) Substrat ein Oberflächenprofil erstellt*[Abb. 3.3]*. Die Diamantnadel (Krümmungsradius der Spitze ca. 10µm) wird mit konstanter Geschwindigkeit über die zu messende Fläche gezogen und die Höhe der Stufe mit einem elektromechanischen Pick-up-System gemessen, dass auf dem piezo-elektrischen Effekt basiert. Voraussetzungen für eine genaue Messung sind dabei die hinreichende Härte der Schicht und ein hinreichend ebenes Substrat. Um Beschädigungen der Probe zu vermeiden, kann die Kraft, mit der die Nadel beim Abtasten auf die Fläche gedrückt wird, bis auf 10 mN (1 mg) verringert werden. Die Härte der RE/TM-Schichten (bzw. der SiN-Abdeckung) ist so hoch, dass in dieser Arbeit eine Kraft von 300 mN (30 mg) verwendet werden konnte, was zu einer höheren Auflösung und einer schnelleren Messung führt.

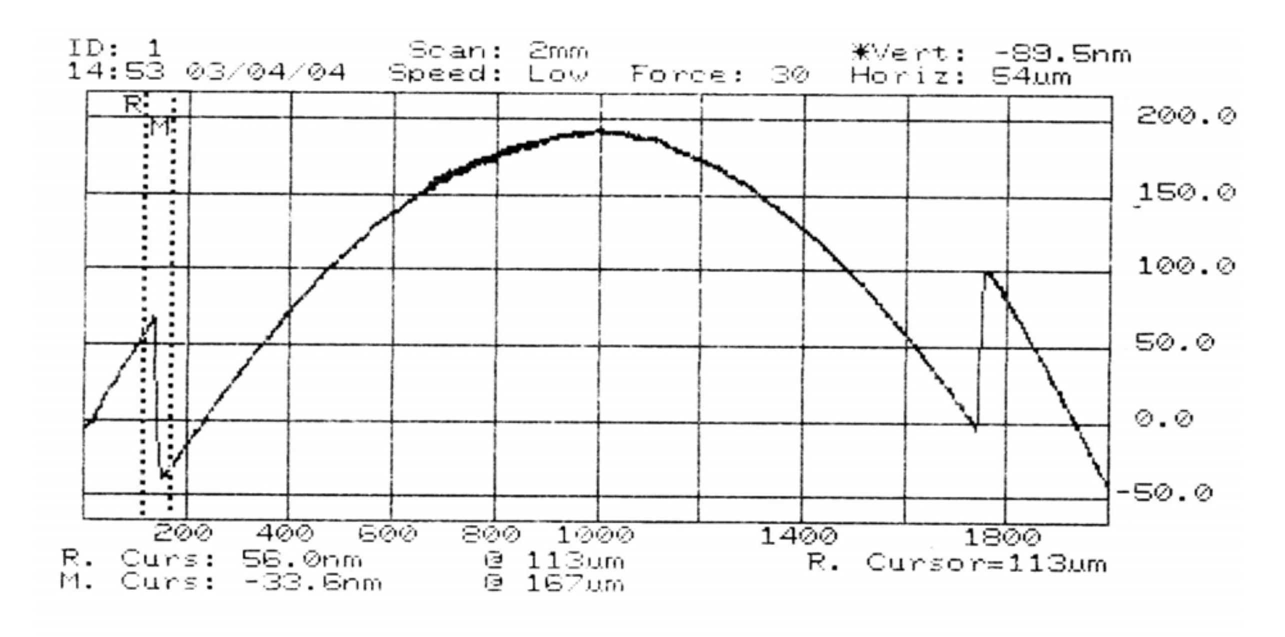


*Abb. 3.3: Das mit dem DEKTAK aufgezeichnete Höhenprofil erlaubt es, die Schichtdicke an der Stufe zu bestimmen (links die gestrichelten Linien bzw. oben rechts der Wert mit dem *). Außerdem kann man unter Beachtung des Achsverhältnisses (200nm zu 2000µm) Aussagen über die Rauhigkeit der Schicht (am Rand) und die Verbiegung des Substrates (in der Mitte) machen (hier: eine RF-gesputterte TbFeCo-Schicht).*

Für die Messungen wurde ein kommerzielles Sloan DEKTAK 3030 benutzt, dessen Messbereich zwischen etwa 5nm und einigen 10µm bei einer Auflösung von wenigen Å (im empfindlichsten Bereich) liegt. Da Stufen (Schichtdicken) im Bereich einiger zehn nm gemessen wurden, ist ein Profilometer für die Messung an RE/TM- bzw. SiN-Schichten hervorragend geeignet.

Moderne Profilometer können durch 2D-Abtastung die Oberfläche als Relief darstellen und dadurch sogar die Rauhigkeit der Schicht erfassen, was jedoch für die hier verwendeten

Schichten nicht zwingend notwendig ist. Daher wurde nur die Schichtdicke bestimmt. Hierzu wurde die Referenzprobe vor dem Sputtern*[Kap. 3.1]* zum Teil mit wasserfester Farbe abgedeckt (Folienschreiber). Nach dem Sputtern wurde diese Farbe zusammen mit der darauf gesputterten Schicht im Ultraschallbad unter Verwendung von Isopropanol entfernt. In der Mitte der Probe entsteht ein unbeschichteter Streifen mit einer scharfen Kante von Schicht- zu Substratoberfläche, an der das entsprechende Profil*[Abb. 3.3]* gemessen werden kann.

3.3 Kerr-Magnetometer (MOKE)

Das Kerr-Magnetometer dient zur Bestimmung der magneto-optischen Eigenschaften von Schichten. Durch die Analyse der gemessenen Magnetisierungskurven lässt sich nicht nur die Kerr-Drehung (Untergitter-Magnetisierung) der Schichten bestimmen, sondern auch die magnetische Anisotropie und die Koerzitivfeldstärke. Durch die Erweiterung um eine Probenheizung lassen sich auch deren Abhängigkeiten von der Temperatur messen.

3.3.1 Aufbau der Apparatur

Der bestehende Aufbau*[Abb. 3.4]* wird erstmals im Artikel von Hans Hornauer*[Horn90]* beschrieben, Ergänzungen am Aufbau wurden dann später durch Frank Hoffmann*[Hoff91]*, Edgar Karger*[Karg94]* und Martin Kratzer*[Krat95]* vorgenommen. Hier möchte ich nur die Dinge erwähnen, die für das grundlegende Verständnis der Meßmethode und des Aufbaus wichtig sind.

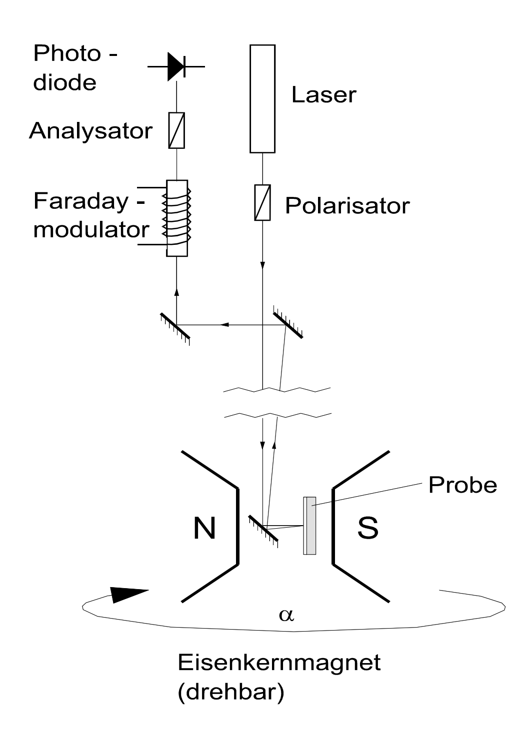


Abb. 3.4: Aufbau eines klassischen Kerr-Magnetometers mit Faraday-Modulationstechnik.

Vom HeNe-Laser wird ein linear polarisierter Lichtstrahl mit einer Wellenlänge von 632,8 nm erzeugt, dessen lineare Polarisation mit Hilfe eines Glan-Thompson-Prismas (Polarisator) noch einmal verbessert wird. Innnerhalb des Magnetfeldes, das von den Polschuhen eines Elektromagneten erzeugt wird, befindet sich die Probe. Diese ist so ausgerichtet, dass das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche steht. Der Lichtstrahl wird mit Hilfe eines

polarisationserhaltenden Spiegels in der Nähe der Probe um 90° umgelenkt, so dass er senkrecht auf die Proben-Oberfläche trifft. Da sowohl das Magnetfeld als auch der Lichteinfall senkrecht zur Probenoberfläche ausgerichtet sind, nutzt man hier den Kerr-Effekt in polarer Geometrie aus (polarer Kerr-Effekt*[Kap. 2.5]*). Der reflektierte Lichtstrahl wird dann über zwei Spiegel durch einen Faraday-Modulator gelenkt. Der Analysator (ein Polarisator, der zum ersten Polarisator in gekreuzter Stellung steht) blendet den linear polarisierten Lichtstrahl vollständig aus. Nur wenn an der Probenoberfläche eine Polarisationsänderung durch den Kerr-Effekt stattgefunden hat, bleibt diese hinter dem Analysator erhalten und wird als Lichtintensität von der Photodiode detektiert. Da dieser Anteil sehr klein ist und durch Streulicht und ähnliche Einflüsse verfälscht werden kann, wird die sogenannte Faraday-Modulationstechnik *[Hor90, Kap. 2.5]* eingesetzt, um den Anteil quantitativ zu bestimmen.

3.3.2 Faraday-Modulations-Technik

Die verwendete Faraday-Modulationstechnik ist besonders geeignet, um eine kleine Änderung der Kerr-Drehung mit einem makroskopischen Strom zu korrelieren.
Die Idee basiert auf der Kompensation der Kerr-Drehung durch eine entsprechend große Faraday-Drehung *[Abb. 3.5]*. Der Faraday-Effekt, die Polarisationsdrehung von Licht in Materie, bei vorhandenem Magnetfeld, ist bei kleinen Magnetfeldern praktisch linear zum angelegten Feld.
Bei dem in der Arbeitsgruppe am Faraday-Modulator verwendeten Magnetfeld von max. ±2 kA/m (entsprechend einer Steuerspannung von ±10 V) *[Dipp97]* bleibt die Drehung im Bereich von ± 1°. D.h. man kann mit einer Spannungsauflösung von 10 mV eine Polarisationsdrehung von weniger als 1‘ (Winkelminute) auflösen.

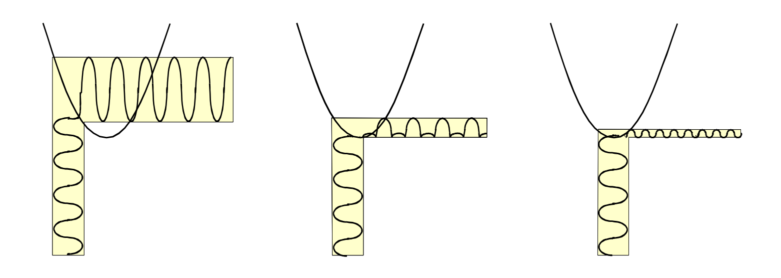


Abb. 3.5: Funktion des Analysators, Transformation von Drehung zu Intensität (schematisch)

Da man die Drehung jedoch nur schwer aus dem Untergrund des Photosignals herauslesen kann, wird ein Modulationsverfahren angewandt. Man moduliert dem eigentlichen Kompensationsstrom ein kleineres Signal auf, dessen Frequenz man konstant hält. In der Abbildung wird dies durch die von unten einlaufende Welle verdeutlicht. Der Gleichstrom-anteil wird in der Zeichnung durch die Verschiebung entlang der x-Achse symbolisiert.
Befindet er sich weit außerhalb der Kompensation, so erhält man ein Photodiodensignal, in dem ein Anteil der aufmodulierten Frequenz sichtbar ist *[Abb. 3.5 links]*. Ein Lock-In-Verstärker liefert zum Einen die Phasenlage bezogen auf die angelegte Referenzspannung, zum anderen die Amplitude dieses Signals, so dass sich die Stärke des Signals sehr einfach detektieren lässt. Befindet man sich auf der anderen Seite der Kompensation (nicht abgebildet), so erhält man ebenso die Amplitude mit der aufmodulierten Frequenz, allerdings hat dieser Anteil die umgekehrte Phasenlage, so dass man die Amplitude des Signals am Lock-In einmal positiv und einmal „negativ“ definieren kann (d.h. die Phasenlage ist um 180° verschoben). Nähert man sich mit dem Gleichspannungsanteil der Kompensation an, so

nimmt der Betrag der Amplitude ab, da ein Teil der Wechselspannung über die Kompensation hinausschwingt und daher mit doppelter Frequenz auf die Photodiode fällt *[Abb. 3.5 Mitte]*.
Sobald man die Kompensation genau trifft, wird der gesamte Wechselspannungsanteil frequenzverdoppelt, und der Lock-In-Verstärker sieht keinen Anteil mit der ursprünglichen Frequenz mehr, d.h. die Amplitude der Detektionsfrequenz wird Null *[Abb. 3.5 rechts]*.

Durch eine entsprechende Regelung lässt sich diese Nullstelle bestimmen. Im bestehenden Aufbau wurde die Regelschleife mit Hilfe eines analogen elektrischen PI-Reglers aufgebaut. Der hierfür verwendete Gleichspannungsanteil ist proportional zur Kerr-Drehung. Dies folgt aus der Proportionalität zwischen Drehwinkel und Magnetfeld der Modulatorspule sowie Magnetfeld und Strom in der Modulatorspule.

Die Interpretation der mit dieser Methode aufgezeichneten Messkurven (Kerr-Winkel über äußeres Feld) wurde bereits im Kapitel 2.5.2 ausführlich diskutiert.

3.4 Kerr-Mikroskopie

Die Messmethode des Kerr-Effekts kann mit einem Mikroskopaufbau zu einem Kerr-Mikroskop kombiniert werden, mit dem magnetische Domänenstrukturen abgebildet werdn können. Die Kerr-Mikroskopie erfüllt für diese Arbeit zwei Funktionen: zum Ersten können mit der Kerr-Mikroskopie einzelne Schichten beobachtet werden. Man kann deren Ummagnetisierungsverhalten und die Domänenstrukturen studieren *[Kap. 2.4]*. Zum Zweiten kann das Kerr-Mikroskop bei den Doppelschichten als Schreib-/Lesetester für die Schicht-pakete verwendet werden, so dass Aussagen über deren Tauglichkeit als Schichtsysteme für das „high-density magneto-optical recording“ gemacht werden können (Kap. 5 und 6).
Im folgenden wird zuerst einmal der grundlegende Aufbau und die Funktion des Mikroskops erklärt. Danach wird anhand einer TbFeCo-Legierungsschicht erläutert, wie die Bildern aufgearbeitet werden, damit deutliche Domänenstrukturen entstehen. Nachdem noch die Informationen erläutert werden, die aus der Domänenstrukturen gewonnen werden können, werden zum Schluss Schichten mit einem besonders auffälligen Verhalten gezeigt.

3.4.1 Die Funktionsweise

Die Optik des Kerr-Mikroskop entspricht im Grundaufbau der eines klassischen Auflichtmikroskops *[Abb. 3.6]*, ergänzt wird dies durch eine Polarisationsoptik und einen Elektromagneten. Als Beleuchtungsquelle dient eine Quecksilberdampf-Kurzbogenlampe, deren Spektrum mithilfe einiger Filter auf drei Quecksilberlinien eingeschränkt wird: 436 nm (blau), 546 nm (grün) und 579 nm (gelb). Diese Linien wurden hauptsächlich wegen ihrer hohen Intensität ausgewählt. Das Licht wird mithilfe eines Raumfilters (zwei Linsen und eine Blende) aufbereitet und danach durch einen Polarisator geschickt. Dieses linear polarisierte Licht wird über eine Linse und einen Strahlteiler, der bei diesem ersten Durchgang als 90°-Umlenkspiegel dient, in das Objektiv eingekoppelt und auf die Probe gelenkt. Das von der Probe reflektierte Licht passiert das Objektiv erneut und trifft danach noch einmal auf den Strahlteiler. Der Anteil des Lichtes, der diesen auf geradem Weg passiert erreicht den Analysator. Der Analysator ist ein Polarisationsfilter, das in gekreuzter Stellung zum Polarisator steht, d.h. es ist um einen Winkel von 90° gedreht. Durch diese Stellung wird die gesamte Intensität ausgeblendet, die keine Polarisationsänderung erfahren hat, nur der (kleine) Anteil des Lichtes, der einen geänderte Polarisationsinformation enthält, passiert es und wird mit einer monochromen CCD-Kamera aufgezeichnet. Bei dieser Konfiguration des Mikroskops (Aufbau über Mikroskop-Objektiv und Strahlteiler) wird die Probe über dieselbe

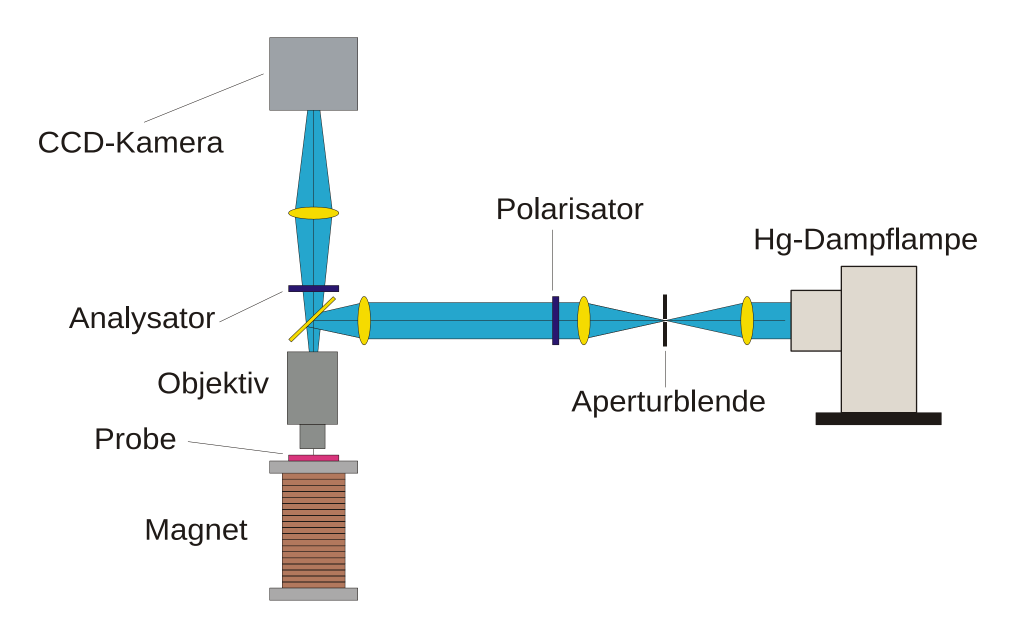


Abb. 3.6: Aufbau des Mikroskops

Optik beleuchtet und abgebildet. Dies führt zu einem erhöhten Auflösungsvermögen, vermindert aber gleichzeitig den magnetischen Kontrast *[Rohr82, Hube93]*.
Der Analysator als optisches Element bzw. die Polarisationsdrehung als physikalische Größe sind im optischen Aufbau die entscheidenden Unterschiede zu einem klassischen Mikroskop. Der magneto-optische Kerr-Effekt *[Kap. 2.5]* verursacht die Polarisationsdrehung bei der Reflektion des Lichtes an der Probe in Abhängigkeit von deren Magnetisierung. Damit man diese Magnetisierung zwischen den einzelnen Aufnahmen ändern kann, befindet sich in der Nähe der Probe ein starker Elektromagnet *[Knap99]*. Mit dem Mikroskop kann man sowohl Domänen aufnehmen, deren Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene stehen *[Knap00]* wie auch Domänen, die in der Schichtebene liegen *[Otto01]*.
Die Steuerung des Mikroskops erfolgt über mehrere Microcontroller, die wiederum von einem PC angesteuert werden. Die Software kontrolliert das Magnetfeld sowie die Stellung des Polarisators und nimmt die Bilder der CCD-Kamera über eine Framegrabber-Karte auf. Außerdem werden verschiedene Rechenverfahren durchgeführt, um die Bildqualität zu erhöhen bzw. den Domänenkontrast anzuheben *[Knap00, Zlod04]*.

3.4.2 Entstehung der Bilder

Im Beispiel *[Abb. 3.7]* wird eine fertig bearbeitete Aufnahme gezeigt, auf der man den Kontrast zwischen dem up- und dem down-Zustand der Magnetisierung (hellgrau und dunkelgrau) gut erkennen kann. Des weiteren sieht man auch die typisch auftretenden Fehler: Verunreinigungen der Linsen und Spiegel (schwarze Punkte) sowie Kratzer auf der Probe bzw. deren Abdeckschicht (weiße Linien). Um die Bilder richtig zu interpretieren, ist es notwendig zu verstehen, welche Schritte zur Erzeugung des Domänenbildes notwendig sind und warum.
Zuerst nimmt man zwei Untergrundbilder auf, die sowohl Bildfehler wie auch systematische Helligkeitsunterschiede und ähnliche statische Effekte beinhalten. Hierzu sättigt man die Magnetisierung der Schicht in positiver Richtung (in der Informationstechnologie wäre das die „1“) und nimmt dann das erste Bild auf („MaxSat“*[Abb. 3.8 links oben]*); anschließend wiederholt man dies bei Sättigung in der entgegengesetzten Richtung (die „0“) und nimmt wiederum ein Bild auf („MinSat“*[Abb. 3.8 links unten]*).

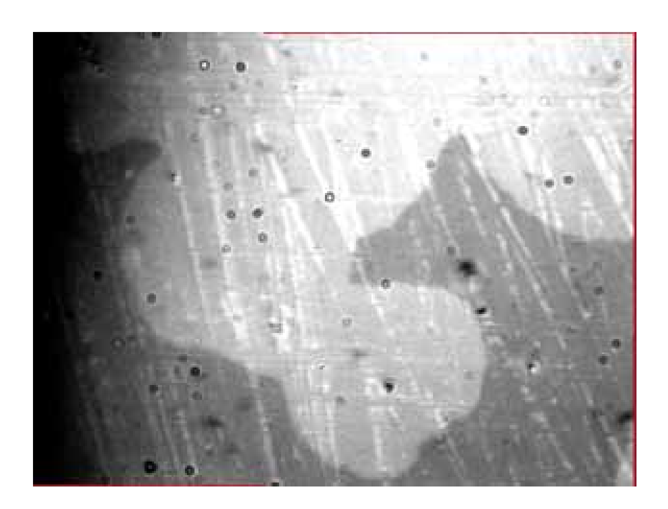


Abb. 3.7: Mit dem Kerrmikroskop lassen sich Bilder von Domänen in magnetisierten Schichten aufnehmen. In der Aufnahme sieht man die up- und down-Bereiche in einer senkrecht magnetisierten Tb/Fe-Viellagenschicht (dieser Schichttyp wurde zur Kalibrierung des Mikroskops verwendet).

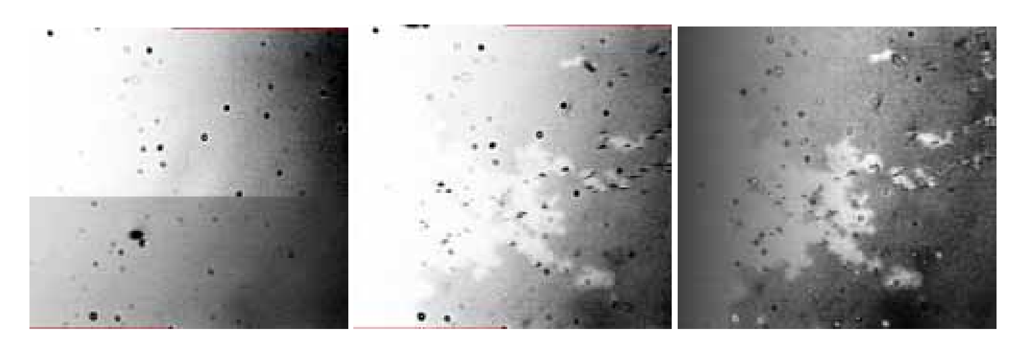


Abb. 3.8: Entstehung eines Domänenbildes: Links die Bilder in Sättigung (obere Hälfte negativ; untere Hälfte positiv ,in der Mitte die Domäne ohne Bearbeitung und rechts die endgültige Fassung, nachdem die Sättigungsbilder herausgerechnet wurden (Probe TG101T).

Ausgehend von diesem Zustand wird nun ein kleines Magnetfeld in positiver Richtung angelegt. Dieses Feld sollte etwa der Koerzitivfeldstärke entsprechen, damit in etwa die Hälfte der Schicht wieder ummagnetisiert ist. Die in diesem Zustand auftretenden Domänen sollten im aufgenommenen Bild bereits sichtbar sein*[Abb. 3.8 Mitte]*. Um die Information (die Domäne) deutlicher hervortreten zu lassen, folgen einige Rechenschritte: zuerst wird für die Intensität an jedem Bildpunkt die Differenz zum MinSat-Bild ermittelt, d.h. die Änderung vom Zustand MinSat zum Domänenbild wird ermittelt. Danach wird es wieder auf das gesamte Farbspektrum normalisiert, indem man durch die Differenz von MaxSat-MinSat teilt: Für jeden einzelnen Bildpunkt ergibt sich somit die Formel:

(4.1)
$$\text{Bild}=\frac{\text{Domäne-MinSat}}{\text{MaxSat-MinSat}}\ .$$

Das Ergebnisbild kann man in der Abbildung rechts sehen*[Abb. 3.8 rechts]*.
Es enthält durch diese Rechenschritte zwar einige Artefakte, besonders dort, wo vorher Fehler waren, aber die Domäne tritt mit einem guten Kontrastverhältnis hervor. Der gesamte

Rechenweg zur Berechnung der Bilder findet sich in der Dissertation von S. Knappmann *[Knap00]*, dort wird der Kontrast ebenfalls quantitativ berechnet und die Verbesserungen im Detail diskutiert. In den Arbeiten von M. Otto und M. Zlodaz werden sowohl das Kerr-Mikroskop *[Otto01]* wie auch diese Methoden und die Software *[Zlod04]* soweit verfeinert, dass sie auch für Schichten angewendet werden können, deren Magnetisierung in der Ebene liegt.

3.4.3 Erzeugen von Domänenstrukturen über ein Magnetfeld

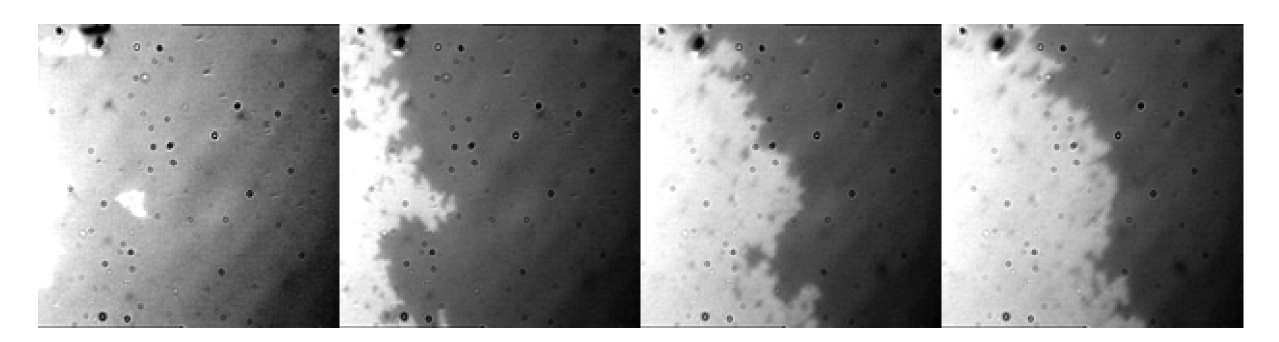


Abb. 3.9: Die Domäne entsteht von links nach rechts durch das Anlegen eines Magnetfeldes, dass etwas größer ist als die Koerzivitätsfeldstärke.(Film D1 auf der beiliegenden CD)

Die Domänen entstehen in einem Magnetfeld, dass zum Einen nicht ausreicht, die Schicht parallel zum Feld zu sättigen (Sättigungsfeld H_S), zum Anderen aber so groß ist, dass die Magnetisierung nicht vollständig gegen das Feld ausgerichtet bleibt (Koerzitivfeld H_K).
Im Kerr-Mikroskop wird die Probe in ein inhomogenes Feld eingebracht. Das Zentrum des Feldes liegt links vom aufgenommenen Bereich. Dies sorgt dafür, dass die Domänenentstehung immer dort beginnt und sich langsam in den sichtbaren Bereich ausbreitet. Die Domänen entstehen also von links nach rechts, d.h. von höherem zu niedrigem Feld. Da dieser Gradient nur klein ist, herrscht im sichtbaren Bereich ein praktisch homogenes Feld. Die Entstehung der Domäne wird in der Abbildung*[Abb. 3.9]* von links nach rechts dargestellt, außerdem ist auf der beiliegenden CD der komplette Ablauf als Film (*D1_EntstehungDomaenen*[*]) abgelegt.

3.4.4 Auslöschen von Domänenstrukturen über ein Magnetfeld

Die Domänenstrukturen wurden prinzipiell genauso erzeugt, wie dies im vorigen Kapitel beschrieben wurde. Es wurde allerdings nicht abgewartet bis der gesamte sichtbare Bereich mit der neuen Domäne bedeckt ist, sondern das Magnetfeld wurde abgeschaltet als die Domäne ca. zwei Drittel der Bildfläche bedeckte*[Abb. 3.10a]*. Danach wurde das Magnetfeld umgepolt und auf die gleiche Feldstärke heraufgefahren. Hierdurch sollte die Domäne wieder ausgelöscht werden. Es wurde erwartet, dass dies genauso abläuft, wie das Entstehen der Domäne, d.h., dass nun die helle Fläche einfach gleichmäßig anwachsen würde. Statt dessen entstehen kleine weiße Domänen innerhalb der dunklen Fläche*[Abb. 3.10b]*, die sich mit zunehmendem Feld vergrößern*[Abb. 3.10c]*, so dass eine verzweigte Domänenstruktur entsteht *[Abb. 3.10d]*, dieser Ablauf ist ebenfalls als Film auf der CD (*D2_DomLoeschen*[*]).
Der hier aufgetretene Fall ist nicht etwa ein Sonderfall, sondern der Normalfall: Innerhalb der großen, dunklen Domäne existieren immer noch kleine, entgegengesetzte Domänen, die an Fehlern und Defekten sitzen und daher der Ummagnetisierung widerstanden haben. Diese kleinen, in die „richtige“ Richtung zeigenden, hellen Domänen wachsen nun beim Umpolen

eines Feldes in ihrer Vorzugsrichtung auf Kosten der großen, jetzt „falsch“ orientierten, dunklen Domänen wieder an. Dieser Vorgang, das Anwachsen der vorhandenen Domänen, ist energetisch viel günstiger als das Erzeugen neuer Domänen bzw. das Vordringen der Domäne in ein homogen magnetisiertes Gebiet. Damit stellt sich natürlich die Frage, warum dies bei der ersten Erzeugung der Domäne anders war. Die Probe war vorher einem Magnetfeld ausgesetzt, dass deutlich größer als das zur Sättigung notwendige war. Daher war die Probe vorher komplett gesättigt, d.h. es existieren auf der Probe keine Domänen mehr, die in die entgegengesetzte Richtung zeigen und einfach anwachsen können. In diesem Fall müssen also die Domänen vollständig neu erzeugt werden, und dies geht wiederum energetisch am günstigsten, wenn eine vorhandene Domäne anwächst. D.h. der Mechanismus ist zwar der gleiche, aber durch die andere Vorgeschichte der Probe sieht das entstehende Bild für uns deutlich anders aus. Diese Überlegungen kann man dadurch prüfen, dass man nun das Feld wieder umpolt: Die dunklen Domänen wachsen auf Kosten der hellen *[Abb. 3.11a,b]* bis die Fläche wieder „komplett“ dunkel ist, d.h. die vorhandenen kleinen Domänen wachsen an. Danach sollte sich die dunkle Domäne weiter ausbreiten, wie dies bereits am Anfang geschehen ist. Dies ist in der folgenden Abbildung und dem dazugehörigen Film (*D3_DomNeuSchreiben*) sehr schön zu sehen *[Abb. 3.11c,d]*.

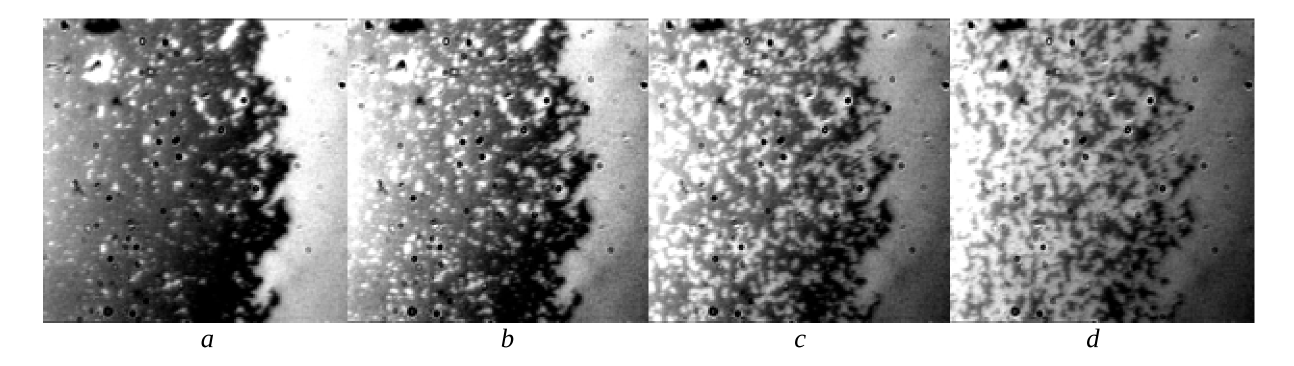


Abb. 3.10: Die erzeugte Domäne (a) wird durch das Anlegen eines Gegenfeldes wieder gelöscht: hierbei geht die dunkle Domäne nicht einfach zurück, sondern bereits vorhandene kleine (helle) Domänenstrukturen wachsen langsam an (b-d). (Film D2 auf der beiliegenden CD)

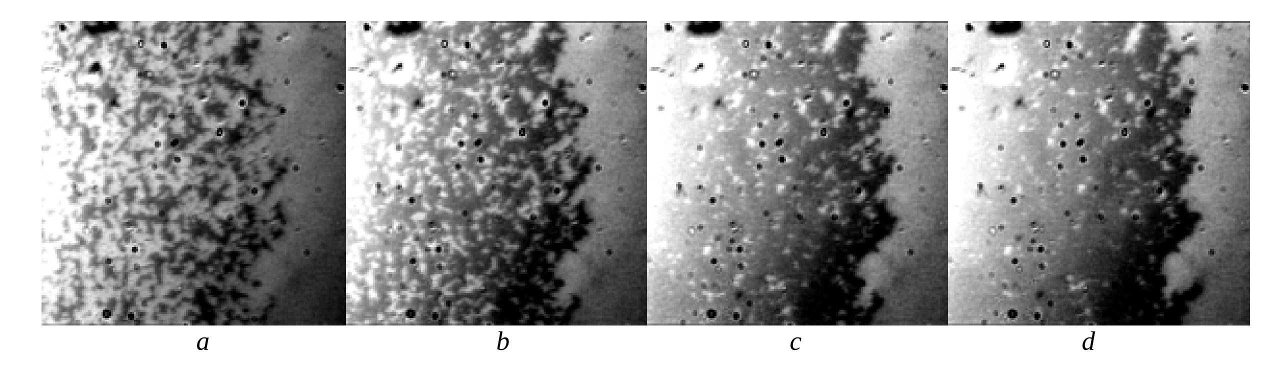


Abb. 3.11: Die Domäne wird durch das Anlegen eines positiven Magnetfeldes wieder aufgebaut: Die dunklen Bereiche der Domänenstrukturen wachsen wieder an (a-c). Erst danach wächst die Domäne wie bei der Neubildung weiter in den hellen Bereich hinein (d). (Film D3 auf der beiliegenden CD)

3.4.5 Temperaturabhängigkeit beim Erzeugen von Domänenstrukturen

Abb. 3.12: temperaturabhängiges Entstehen von Domänen: oben bei 30°C; unten bei 70°C (Bilder aus TG101G_TEMP)

Das Entstehen der Domänen ist jedoch nicht nur von der Vorgeschichte abhängig (d.h. der Frage, ob die Schicht vorher komplett gesättigt war), sondern auch von der Temperatur, bei der ein Domänenschreib-Prozess abläuft. In einer voll gesättigten Schicht wachsen die Domänen bei Zimmertemperatur so, wie dies beschrieben wurde *[Abb. 3.12a-c]*. Heizt man jedoch dieselbe Probe auf 70°C auf, bevor man die Domänen einschreibt, so zeigt sie dasselbe Verhalten wie eine Schicht, in der bereits Domänen geschrieben waren *[Abb. 3.12d-e]*.
Besonders auffällig ist jedoch, dass die Größe der eingeschriebenen Domänen bei der erhöhten Temperatur abnimmt. D.h. bei einer Schicht mit entsprechender Zusammensetzung ist es möglich, die Domänengröße über die Temperatur, bei der die Domänen eingeschrieben werden, zu verringern bzw. die Speicherdichte zu erhöhen.

3.5 Zusammenfassung

Mit den hier vorgestellten Messverfahren hat man viele Möglichkeiten, das Verhalten der Schichten zu charakterisieren. Neben der Schichtdicke und den makroskopischen magnetischen und magneto-optischen Eigenschaften lassen sich die Bedingungen für die Entstehung (bzw. das Verschwinden) von Domänen (Bits) in Abhängigkeit vom angelegten Feld und der Temperatur bestimmen.
Die Kerr-Magnetometer-Messungen, die Messungen mit dem DEKTAK und die Kerr-Mikroskop-Messungen sind damit wichtige Instrumente, die Eigenschaften der einzelnen Schichten oder des gesamten Schichtsystems zu bestimmen. Im weiteren Verlauf der Arbeit helfen verschiedene, ausgewählte Eigenschaften, die Eignung eines bestimmten Schichtsystems für die magneto-optische Speicherung zu beurteilen.

4 Untersuchte Schichtsysteme (Übersicht)

4.1 Magneto-optische RE/TM-Schichtsysteme

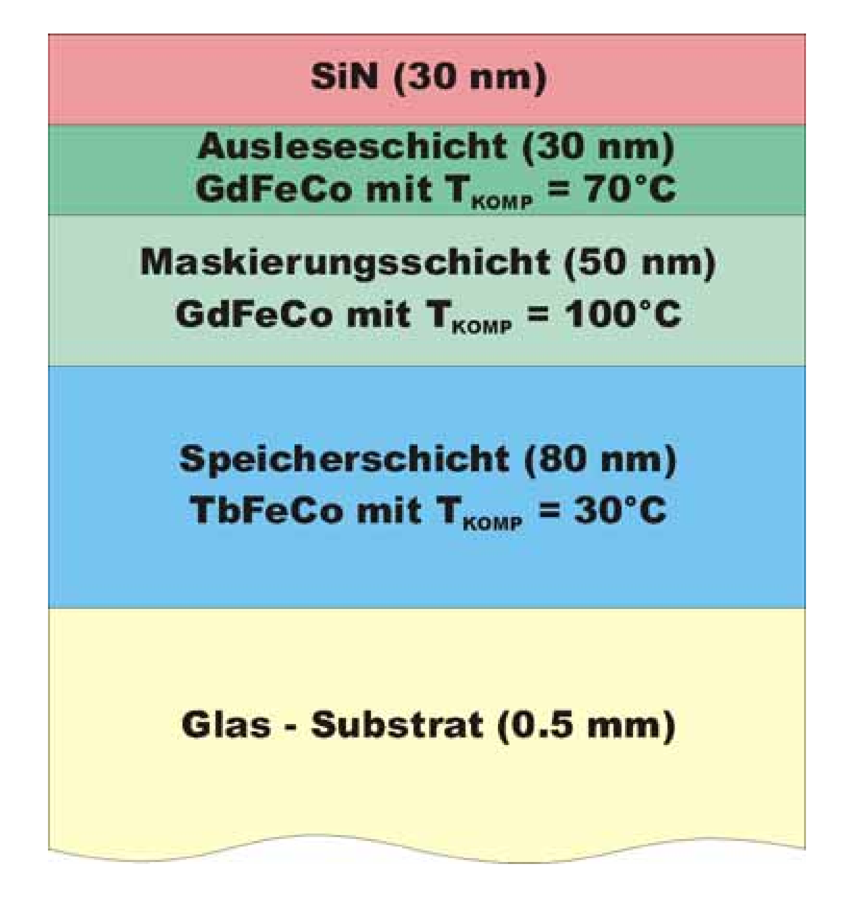


Abb. 4.1.: Das vollständige, verwendete MO-Schichtsystem, aufgebaut aus RE/TM-Legierungsschichten. Angegeben sind Schichtdicke und Kompensationstemperatur für die Verwendung als MSR/MAMMOS-System.

Bei den Erklärungen der magneto-optischen Schreib- und Leseverfahren*[Kap. 2.1]* wurde der grundlegende Aufbau eines magneto-optischen Speichersystems vorgestellt *[Abb. 4.1]*. Die Anforderungen an die einzelnen Schichten können am Besten durch die Verwendung von verschiedenen RE/TM-Schichten erfüllt werden, die per Kathodenzerstäubung*[Kap. 3.1]* hergestellt werden. Auf einem Substrat aus Glas wird als Speicherschicht eine TbFeCo-Legierungsschicht*[Kap. 4.2]* gesputtert, als Maskierungs- und als Ausleseschicht werden GdFeCo-Legierungen*[Kap. 4.3]* verwendet. Das ganze System wird mit einer SiN-Schicht abgedeckt, die zum Einen mechanischen Schutz bietet und zum Anderen das Kerr-Signal durch Interferenz verstärkt.
Im folgenden werden die notwendigen und erwünschten Eigenschaften der magneto-optischen Schichten definiert, zuerst für die Einzelschichten und danach für ein Mehrschichtsystem*[Kap. 4.4]*. Am Ende des Kapitels wird noch ein alternatives Schichtsystem vorgestellt. Hierbei wird ein dotiertes Yttrium-Eisen-Granat als Ausleseschicht verwendet. Zuerst wird wieder auf dessen Eigenschaften*[Kap. 4.5]* und Herstellung*[Kap. 4.6]* eingegangen, bevor die Anforderungen an das Gesamtsystem*[Kap. 4.7]* vorgestellt werden.

4.2 TbFeCo - Speicherschicht

Die Speicherschicht muss drei Bedingungen erfüllen*[Hans87]*: sie sollte bei Zimmertemperatur gegen äußere magnetische Störfelder resistent sein, trotzdem muss sie bei höheren Temperaturen und kleinen Feldern ummagnetisierbar sein. Um die Kopplung an die weiteren Schichten effektiv zu gewährleisten sollte sie zusätzlich eine senkrechte Anisotropie zeigen.
Bei Legierungen aus einer Seltenen Erde und Übergangsmetallen lassen sich diese Anforderungen erfüllen*[Kap. 5.2]*. Durch die Auswahl einer Legierung aus Terbium und Eisen lässt sich die senkrechte Anisotropie erreichen*[Kap. 2.3.5]*. Durch einen Terbiumanteil von ca. 25% *[Hans87]* lässt sich darüber hinaus die Kompensationstemperatur bei Zimmertemperatur einstellen. Die Curie-Temperatur solcher Legierungen liegt bei etwa 250°C, so dass der Schreibprozess bei einer Temperatur von über 200°C stattfinden kann, wodurch nur ein kleines externes Feld (ca. 20 mT) benötigt wird. Da die TbFe-Legierung weichmagnetisch ist, wird das Eisen noch zu ca. 10% mit Kobalt substituiert um eine höhere Stabilität zu gewährleisten*[Hans87]*. Damit ergibt sich als angestrebte Legierung ein Konzentrations-verhältnis von ca. 25% Tb: 68% Fe :7% Co. Diese Zusammensetzungen werden im Kapitel 5 nicht chemisch überprüft, sondern die kritischen Parameter (Kompensationstemperatur, Curie-Temperatur und Koerzitivität) werden magneto-optisch gemessen und mit der Literatur verglichen.

4.3 GdFeCo - Einzelschichten

Als Einzelschicht muss die Maskierungsschicht vorerst nur eine Bedingung erfüllen: sie sollte abhängig von der Temperatur einen Wechsel der Anisotropie von in-plane zu senkrecht zeigen (Maskierungseffekt) *[Kap. 2.1.3]*.
Auch diese Anforderung lässt sich mit einer RE/TM-Schicht erfüllen: eine Legierung aus Gadolinium und Eisen/Kobalt zeigt bei der Kompensationstemperatur einen Wechsel von in-plane Anisotropie zu senkrechter Anisotropie. Für die Anwendung der Schicht benötigt man eine GdFeCo-Legierung mit einer Kompensationstemperatur von etwa 100°C, d.h. oberhalb der Zimmertemperatur und deutlich unterhalb der Curie-Temperatur der Speicher-schicht*[Kap. 4.2]*. Wie auch bei der TbFeCo-Speicherschicht hängt die Kompensations-temperatur von der Gadolinium-Konzentration ab, diese sollte etwa bei 28% liegen *[Sta99, Han91]*.
Die GdFeCo-Einzelschichten wurden wie die TbFeCo-Schichten auf Glassubstraten hergestellt, auch hierfür wurde wieder das RF-Sputterverfahren*[Kap. 3.1.2]* verwendet. Die magneto-optischen Eigenschaften und die Zusammensetzung der Schicht werden im Kapitel 6 genauer untersucht.

4.4 TbFeCo/GdFeCo - Doppelschichten

Um Schichtsysteme herzustellen, die nach dem MSR-Verfahren funktionieren, müssen Speicher- und Maskierungsschicht noch weitere Bedingungen erfüllen: Die Maskierungsschicht sollte ein kleineres magnetisches Moment haben als die Speicherschicht (keine Rückkopplung) und sie sollte im senkrechten Zustand die magnetische Information der Speicherschicht übernehmen (Kopiereffekt)*[Kap. 2.1.3, Kap. 2.6]*.
Das Vermeiden der Rückkopplung wird dadurch realisiert, dass die Schichtdicke der Maskierungsschicht deutlich geringer gewählt wird *[Mur03]*. In unserem Fall wurden diese Verhältnisse erreicht, indem TbFeCo mit 80nm und GdFeCo mit 50 nm Schichtdicke angesetzt wurden.
Das Übernehmen der Magnetisierung aus der Speicherschicht wird dadurch prinzipiell ermöglicht, dass beide Schichten aus dem Bereich der RE/TM-Legierungen stammen. Für

zwei Schichten aus den gleichen Elementen wurde dies bereits früher in der Arbeitsgruppe untersucht („Exchange-Coupled Double Layers“, *[Beck95]*). Dies mit gemischten Schichten (GdFeCo/TbFeCo) zu erreichen, ist früher in der Arbeitsgruppe zwar schon gelungen *[Stav99, Knap00]*, aber noch nicht systematisch untersucht worden. Um in dieses Verhalten eine Systematik zu bringen, werden verschiedenen Schichtkombinationen untersucht *[Kap. 7]*.

4.5 Yttrium-Eisen-Granat-Schichten (YIG)

Im Kapitel 8 sollen Granate auf ihre Tauglichkeit als Ausleseschicht für MO-Schichtsysteme getestet werden. Diese neue Idee führt dazu, dass im Folgenden zuerst dargestellt wird, was Granate überhaupt sind und welche (magnetischen) Eigenschaften sie mitbringen.
Im Allgemeinen sind Granate kubische Minerale mit der Formel $\mathbf{C_3A_2D_3O_{12}}$, wobei A, C und D verschiedene Kat-Ionen auf verschiedenen Strukturplätzen darstellen*[Abb. 4.2]*. Die Ecken der eingezeichneten Polyeder sind mit O^{2-} besetzt. Die Kat-Ionen auf den D-Plätzen haben eine tetraedrische, auf den A-Plätzen eine oktaedrische und auf den C-Plätzen eine pseudo-dodekaedrische Umgebung. Die Position C kann z.B. mit Mg^{2+}, Fe^{2+}, Mn^{2+}, Ca^{2+} und Y^{3+}, die Position A z.B. mit Al^{3+}, Cr^{3+} und Fe^{3+} und die Position D z.B. mit Al^{3+}, Ga^{3+}, Fe^{3+} und Si^{4+} besetzt werden. In dieser Arbeit werden Granate verwendet, bei denen der C-Platz von Yttrium und Wismut eingenommen wird, während die Position A mit Eisen oder Aluminium besetzt wird. Die Position D ist immer mit Fe besetzt. Im einfachsten Fall, dem Yttrium-Eisen-Granat (YIG), erhält man damit $\mathbf{Y_3Fe_5O_{12}}$.

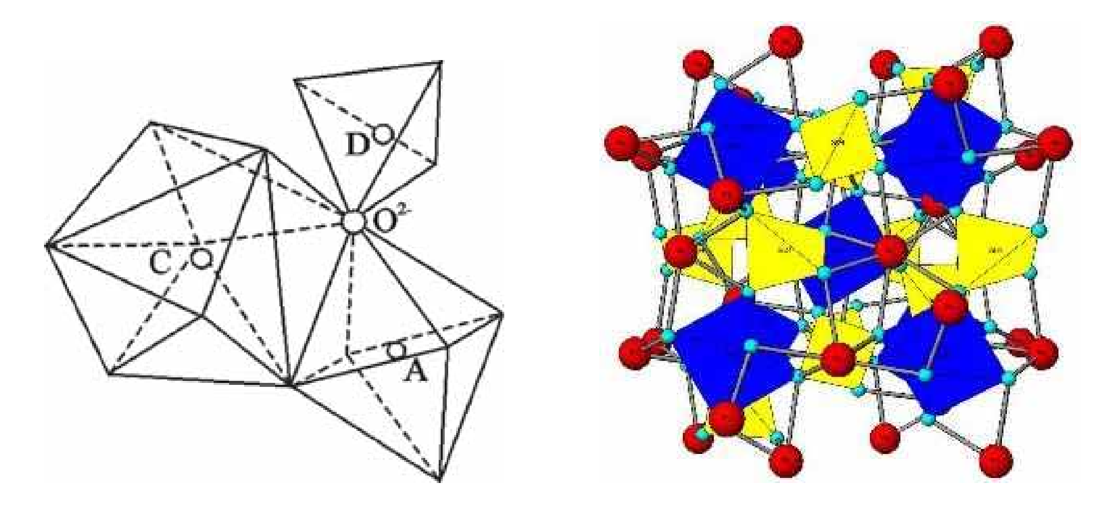


Abb. 4.2: Die grundlegende Granat-Struktur: die Ecken der eingezeichneten Polyeder sind mit O^{2-} besetzt. Die Kationen auf den D-Plätzen haben tetraedrische, auf den A-Plätzen oktaedrische und auf den C-Plätzen pseudo-dodekaedrische Umgebung (nach Gilleo und Geller, 1958) [Schi00].

Die Herstellung und Charakterisierung der Yttrium-Eisen-Granat-Schichten (YIG) wurde in Kooperation mit dem Fraunhofer Institut für Silikatforschung (ISC) in Würzburg durchgeführt. Dort wurden sie mit Hilfe des sogenannten Sol-Gel-Verfahrens hergestellt *[DiBi02]*.
Bei diesem Verfahren handelt es sich um eine kostengünstige, nass-chemische Methode zur Herstellung von Keramiken und (poly-)kristallinen Schichten. Die Edukte der Schicht werden in entsprechenden Verhältnissen in organischen Lösungsmitteln gelöst bzw. als Bestandteil von organischen Komplexen vermischt *[DiBi02, Leid02]*. Die Lösung wird dann auf das Substrat getropft und mit einer Zentrifuge im Schleuderverfahren gleichmäßig verteilt. Bei Temperaturen zwischen 600°C und 1000°C werden dann die organischen Lösungsmittel gasförmig und verlassen die Schicht. In der fertig „ausgebackenen“ Schicht sind dann nur noch die erwünschten Elemente. Je nach Prozessführung (Art der Lösungsmittel, Schichtdicke, Ausbackzeit, Ausbacktemperatur) entstehen verschiedene Phasen und

Kristallgrößen. Dadurch unterscheiden sich die magnetischen Eigenschaften je nach Herstellungsbedingung bzw. der weiteren Behandlung. *[Zho93, Stad97]*

4.6 YIG / TbFeCo als Doppelschichten

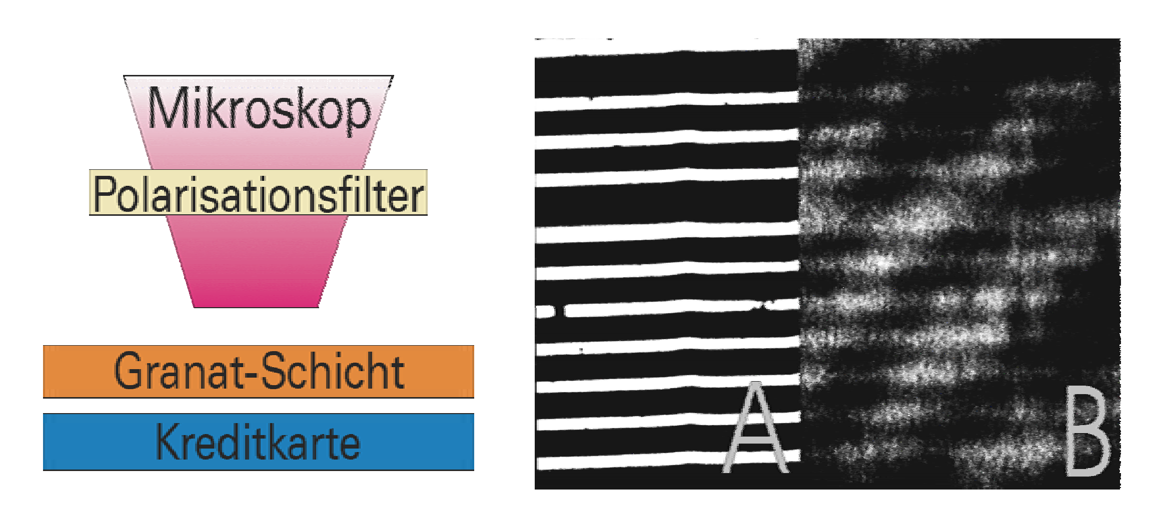


Abb. 4.3.: Auslesen von Domänen aus einer Kreditkarte. Links: Skizze des Aufbaus: Auf eine Kreditkarte wurde eine YIG-Schicht lose aufgelegt und unter dem Polarisationsmikroskop betrachtet. Rechts: das Ergebnis (A) für eine LPE-Granat-Schicht und (B) für eine Sol-Gel-Granat-Schicht. (Details später im Kap. 8.2.2)

Das Auslesen der magnetischen Information basiert auf dem Kopieren der Domänen (Speicherinformation) von der Speicher- bzw. Maskierungsschicht in die Ausleseschicht. Ein einfaches Experiment veranschaulicht diesen Vorgang*[Abb. 4.3]*: Auf eine klassische Kreditkarte (als magnetische Speicherschicht) wurde eine Yttrium-Eisen-Granat-Schicht (als Ausleseschicht) lose aufgelegt, also nicht aufgesputtert oder aufgeklebt. Unter einem Polarisationsmikroskop sind dann deutlich die magnetischen Strukturen der Kreditkarte zu sehen, wobei schwarze Bereich für keine Faraday-Drehung („0“) und weiße Bereiche für deutliche Faraday-Drehung („1“) stehen. Im rechten Teil der Abbildung sieht man das Ergebnis für YIG-Schichten die mit LPE (LiquidPhaseEpitaxy) bzw. mit dem Sol-Gel-Verfahren hergestellt wurden.
Das LPE-Verfahren liefert perfekt gewachsene kristalline Schichten, ist jedoch sehr langsam, aufwendig und teuer. Mit der Granat-Schicht aus LPE-Produktion*[Abb. 4.3A]* ist der Kontrast deutlich zu erkennen, man kann die magnetische Struktur der Kreditkarte einwandfrei auslesen. Das Sol-Gel-Verfahren ist ein wesentlich kostengünstigeres, nass-chemisches Verfahren. Bei den so hergestellten Granat-Schichten*[Abb. 4.3B]* ist der Kontrast allerdings sehr viel schwächer und die magnetischen Strukturen der Kreditkarte sind schlecht zu erkennen, da die Granatschicht selbst eine zu grobkörnige Struktur hat. Diese Struktur ist nicht in der Lage, das Domänenmuster der darunter liegenden Speicherschicht (Kreditkarte) sauber zu kopieren und damit aufzulösen.
An diesem Experiment sieht man die im weiteren gestellten Aufgaben: zum Einen muss die Sol-Gel-Granatschicht dahingehend optimiert werden, dass sie in der Lage ist, die Domänen zu kopieren. Hierzu gehören Variationen der Zusammensetzung und Prozessführung, die am Institut für Silikatforschung in Würzburg durchgeführt wurden *[Lei02]*, außerdem die Analyse des magnetischen Verhaltens der Granate, was im Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) in Jena gemacht wurde und auch das Aufbringen der magneto-optischen Schichten auf diese Granate, sowie die Analyse der magnetischen Eigenschaften dieser Schichten und Schichtsysteme, was im Kapitel 8 beschrieben wird.

5 TbFeCo-Speicherschicht

5.1 Gewünschte Eigenschaften

Aufgrund der am Ende des vorangegangenen Kapitels*[Kap. 3.4.3]* besprochenen Kriterien zur Erzeugung bzw. zur Stabilität einer Domäne muss die Speicherschicht mehrere Bedingungen erfüllen. Aus den Versuchen von Stavrou*[Stav99]* und Knappmann*[Knap00]*, sowie der Literatur *[Nis96, Moc02]*, kann z.B. die Zusammensetzung der Legierung mit $Tb_{25}(Fe_{90}Co_{10})_{75}$ oder die Schichtdicke (80 nm) bereits vor der ersten Beschichtung nominell festgelegt werden. Allerdings können diese Parameter erst nach der Herstellung durch das RF-Sputter-verfahren*[Kap. 3.1]* anhand von Messungen direkt oder indirekt bestimmt bzw. überprüft werden.

Der erste Parameter, den man festlegen kann, ist die Schichtdicke. Sie muss einerseits so groß sein, dass eine geschlossene Schicht entsteht und sich stabile, langlebige Domänen ausbilden. Andererseits ist die Dicke der Schicht nach oben dadurch begrenzt, dass das magnetische Netto-Moment bei einer Temperatur oberhalb der Kompensationstemperatur noch mit einem kleinen magnetischen Feld ummagnetisiert werden kann.
Aus den Recherchen ist bekannt, dass üblicherweise für die Speicherschicht eine Schichtdicke zwischen 30 nm und 100 nm gewählt wird*[Grun94]*. Für die folgenden Untersuchungen wurde eine Schichtdicke von 120 nm angestrebt, da es mit der zur Verfügung stehenden technischen Ausstattung und für die grundlegende Untersuchungen einfacher ist, mit Magnetfeldern zu arbeiten, die größer sind als jene in magneto-optischen Laufwerken.

Eine Aussage über die Stabilität der Speicherschicht gegenüber Temperatureinflüssen erhält man durch die Curie-Temperatur, denn bei dieser Temperatur wird die Schicht unmagnetisch und die verliert die Informationen. Diese T_{Curie} muss daher deutlich oberhalb der Arbeitstemperatur für das Schreiben und Lesen der Informationen liegen. Als minimale Temperatur wird hier 200 °C festgelegt. Dies lässt sich über einen Kobalt-Anteil in der Zusammensetzung von etwa 10% realisieren (bei $Tb_{25}Fe_{65}Co_{10}$ ist T_{Curie} = 230 °C *[Bloo88]*). Dieser Anteil wird dadurch erreicht, dass 10% der Fläche des TbFe-Legierungstargets mit Kobalt-Plättchen bedeckt werden (vgl. Mosaik-Target*[Kap. 3.1.3, Anhang B]*).

Für das Verhalten der Speicherschicht beim Schreiben und Lesen der Informationen ist eine weitere Temperatur verantwortlich: die Kompensationstemperatur. Bei dieser Temperatur sind die Untergitter der RE/TM-Legierung kompensiert, d.h. man kann mit einem äußeren Feld keinen Einfluss auf die Magnetisierung nehmen. Auch in der Umgebung der Kompensationstemperatur ist die Koerzitivfeldstärke noch so groß, dass man mit den (künstlich) erzeugten bzw. den (natürlich oder zufällig) auftretenden Magnetfeldern keine Änderung der Magnetisierung erreichen kann. Daher sollte man eher von einem Kompensationsbereich reden, der für TbFeCo-Legierungen einige zehn Kelvin breit sein kann. Dieser Bereich muss nun so gewählt werden, dass oberhalb des Bereiches die Informationen mit dem erzeugten Magnetfeld (in der Anwendung bis zu 100 mT) geschrieben werden können, während darunter bis zur Zimmertemperatur kein äußeres Feld die Information verändern kann. Während der Ausleseprozeß bei ca. 80°C stattfindet, liegt die Temperatur für den Schreibprozess bei über 100°C, eher bei 150°C. D.h. der Kompensationsbereich muss im Idealfall von Raumtemperatur (Lagerung) bis etwa 100°C (oberhalb Lesetemperatur) reichen. Für die in magneto-optischen Laufwerken eingesetzten Magnetfelder von etwa 100 mT heißt dies, dass die Koerzitivfeldstärke in diesem

Temperaturbereich ausreichend weit oberhalb dieser 100 mT liegen muss. Um produktionstechnische Schwankungen auszugleichen, werden meist 20% mehr als Sicherheitsfaktor einkalkuliert*[Mat96]*.

Die senkrechte magnetische Anisotropie ist nicht nur wichtig dafür, dass die senkrechte Speicherung in der Schicht auftritt, sondern auch dafür, dass die Ankopplung der Speicherschicht an die später aufzubringende Maskierungs- bzw. Ausleseschicht funktioniert. Die senkrechte Anisotropie sollte sich bei geeigneten Substraten und in sauberer Herstellungsumgebung bei einem Tb-Anteil zwischen 20% und 30% automatisch einstellen*[Kane95]*.

5.2 Herstellung und Ergebnisse

Durch das Belegen eines TbFe-Targets entsprechend der Berechnungen*[Anhang B]* mit Eisen und Kobalt entsteht das Mosaik-Target*[Kap. 3.1.3]* in der erwünschten Zusammensetzung. Unter zu Hilfenahme des RF-Sputterverfahrens werden daraus TbFeCo-Legierungsschichten hergestellt, um die Parameter zu messen bzw. zu überprüfen, die im vorigen Abschnitt im Einzelnen spezifiziert wurden.

Für eine Schicht mit einem Argonfluss von 70 sccm bei einem Bias-Potential von 1.3 kV ergibt sich bei einer Sputterzeit von 30 Minuten eine Schichtdicke von 356±10 nm . Daraus errechnet sich die Sputterrate zu 11.9 nm/min. Für die gewünschte nominale Schichtdicke von 120 nm ergibt sich damit eine Sputterzeit von 10 Minuten 7 Sekunden. Diese Sputterzeit wird im folgenden für alle hergestellten TbFeCo-Schichten (Speicherschichten) verwendet, unabhängig von Veränderungen in den Herstellungsparametern.

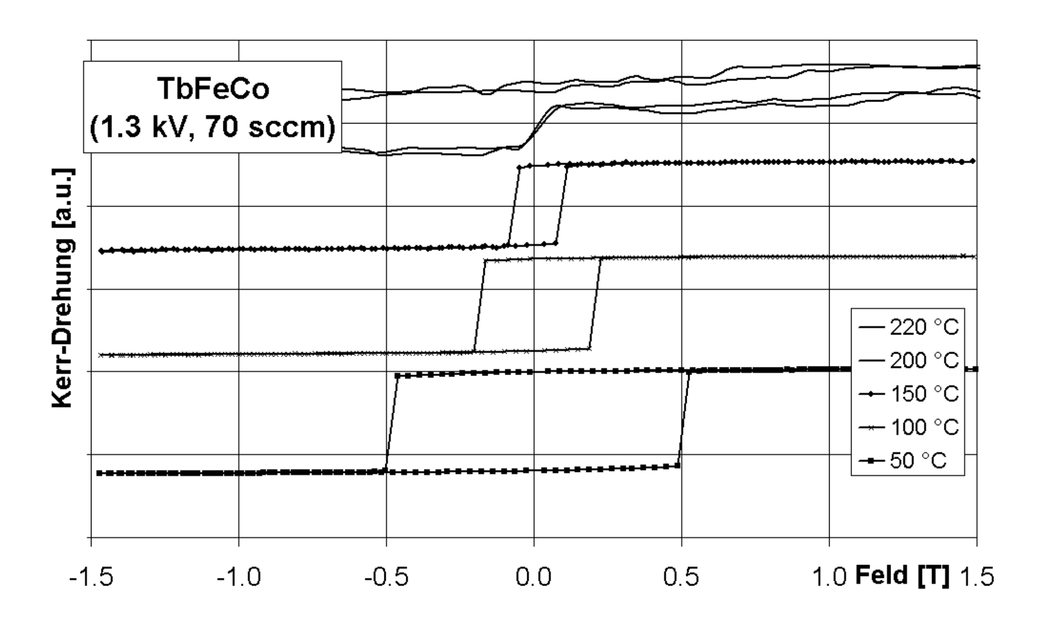


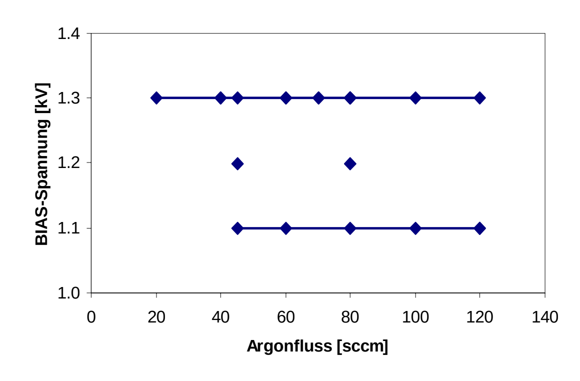
Abb. 5.1: Kerr-Hysterese einer TbFeCo-Speicherschicht für hohe Temperaturen.
Man erkennt, wie mit steigender Temperatur die Koerzitivfeldstärke und die Kerr-Drehung abnehmen. Beide verschwinden oberhalb von 200°C vollständig, damit hat die Schicht dort ihre Curie-Temperatur überschritten.

Über die magnetischen Eigenschaften der Schichten kann man anhand der Messkurven*[Abb. 5.1]* und unter zu Hilfenahme der bereits beschriebenen Analyse von Hysteresekurven*[Kap. 2.5.2]* entsprechende Angaben machen.

Die erste Eigenschaft, die man analysieren kann, ist die Form und der Verlauf der Hysteresekurve. Im Falle der TbFeCo-Schichten ist ein rechteckiger Verlauf typisch. Dieser steht für das Auftreten von senkrechter magnetischer Anisotropie.

Die Messkurve zeigt bei der Temperaturen von 200°C*[Abb. 5.1 zweite Kurve]* noch erkennbare magnetische Eigenschaften in Form einer Stufe in der Kerr-Drehung. Da bei einer Temperatur von 220°C*[Abb. 5.1 oberste Kurve]* und darüber diese nicht mehr auftritt, kann die Curie-Temperatur für diese Schicht bestimmt werden: Die Curie-Temperatur liegt zwischen 200°C und 220°C und erfüllt damit die erforderliche Bedingung.

Die wichtigste Aufgabe ist jedoch die Bestimmung der Abhängigkeit zwischen Kompensationstemperatur und Herstellungsbedingungen. Daher wurden für diese Messungen zwei Schichtserien und einige ergänzende Schichten hergestellt:



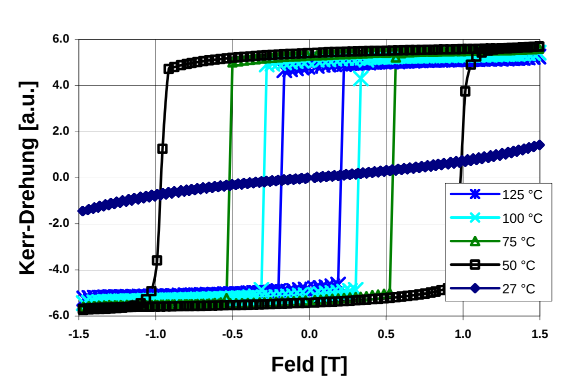


Abb.5.2: (a): hergestellte TbFeCo-Schichten; je eine Serie mit 1.1 kV und 1.3 kV und zusätzlich zwei Schichten mit 1.2 kV

(b): Hysteresekurven der TbFeCo-Einzelschicht mit 1.3 kV / 80 sccm. Die Hysterese verschwindet bei Temp. unterhalb von 27°C.

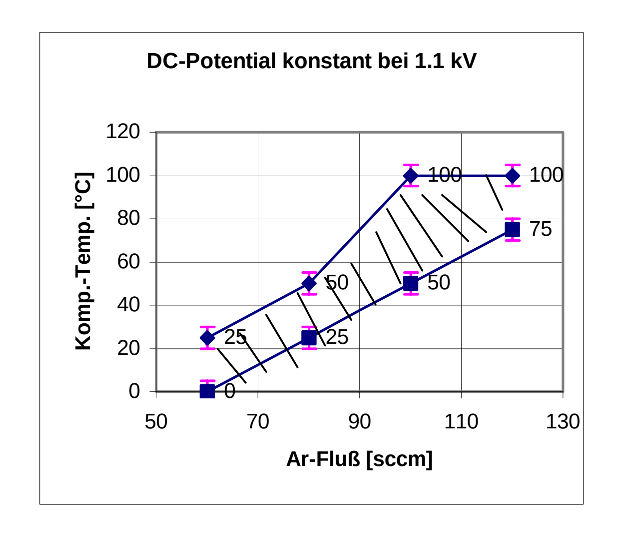
Die beim RF-Sputtern angelegte Spannung wird vom verwendeten Netzteil derart begrenzt, dass man auf ein maximales DC-Potential von etwa 1.6 kV kommt. Nach unten wird das DC-Potential dadurch begrenzt, das ein stabiles Plasma zur gleichmäßigen Beschichtung erforderlich ist. Dies tritt erst auf, wenn eine Spannung angelegt wird, die zu einem DC-Potential von etwa 0.9 kV führt.

Aus diesem Grund wurde für eine erste Serie der Wert des DC-Potentials auf 1.1 kV festgelegt, also etwas oberhalb dieser unteren Grenze. Für die zweite Serie wurde das DC-Potential später um 200 V auf 1.3 kV angehoben, was einer Erhöhung des DC-Potentials um etwa 20% entspricht.

Der Argonfluss und damit die Dichte des Plasmas wurde in der ersten Serie von einem minimalen Wert bei 45 sccm bis hinauf zu 120 sccm variiert. Der Minimalwert ergibt sich wiederum daher, dass eine Zündung und ein stabiles Brennen des Plasmas dies notwendig machen. Der Maximalwert wird zum Einen technisch durch den verwendeten Durchflussregler auf etwa 200 sccm begrenzt, zum Anderen stellt sich im Laufe der Messungen

heraus, dass Schichten mit einem Argonfluss von etwa 120 sccm bereits einen Kompensationsbereich zeigen, der bis weit oberhalb von 100°C reicht, was weitere Schichten mit höherem Plasmadruck unnötig macht.

Um die Abhängigkeit vom angelegten DC-Potential zu betrachten, wurden dann als Ergänzung noch Schichten mit 1.2 kV und 45 bzw. 80 sccm hergestellt (Abb. 5.2a). Die Stabilität der magnetischen Parameter in Abhängigkeit von der Herstellung wurde überprüft, indem die Herstellung der Schicht mit 1.3 kV und 80 sccm noch zweimal wiederholt wurde. Diese Wiederholung der Herstellung mit konstanten Parametern zeigt, dass die Schichten innerhalb der angegebenen Fehler reproduzierbar sind.



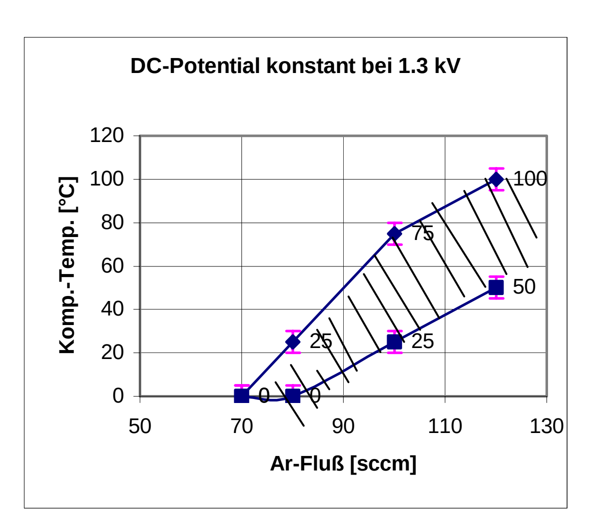


Abb. 5.3: Kompensationstemperatur bzw. Kompensationsbereich einer TbFeCo-Schicht in Abhängigkeit von den Herstellungsparametern DC-Potential und Ar-Fluss.

Nach der Herstellung wurden die Hysteresekurven der Schichten mit einem Kerr-Magnetometer aufgenommen. Hierbei wurden die Messkurven für verschiedene Temperaturen aufgezeichnet und daraus die Kompensationsbereiche jeder einzelnen Schicht bestimmt (Messwerte einer einzelnen Schicht finden sich in Abb. 5.2b).

Es zeigt sich, dass der Kompensationsbereich nur geringfügig vom DC-Potential abhängt, die Abhängigkeit vom Argonfluss, also dem Druck des Arbeitsgases ist jedoch deutlich. Wie in der Abbildung*[Abb. 5.3]* zu sehen ist, steigt der Kompensationsbereich mit dem Argonfluss an. Physikalisch lässt sich das durch die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte der Streuung von Tb-Ionen und Fe-Ionen im Ar-Plasma erklären. Die „schweren" Terbium-Ionen werden durch den erhöhten Plasmadruck, d.h. durch einen erhöhten Argonfluss, zwar leicht abgebremst, behalten aber ihre Flugbahn (in Richtung Target) zum Großteil bei. Währenddessen werden die „leichteren" Fe-Ionen bei höherem Druck deutlicher abgebremst, sie verlieren Energie und können von den Kollisionen mit den Ar-Ionen auch in andere Richtungen abgelenkt werden. In einer anschaulichen Darstellung dieser Vorgänge wird dies mit Hilfe der sogenannten Sputterkeulen dargestellt: Terbium hat eine lange schmale Keule, die senkrecht auf dem Target steht (also in Richtung zum Substrat zeigt), Eisen eine breite Keule, die fast die gesamte Kugeloberfläche abdeckt. Zusammenfassend lässt sich also sagen: Ein höherer Plasmadruck verschiebt die Zusammensetzung der Schicht zu einem höheren Terbium-Anteil. Aus den Grundlagen*[Kap. 2.2.5]* ist bekannt, dass die Kompensationstemperatur vom Verhältnis Eisen zu Terbium abhängt. Mit Hilfe der Abbildung dort*[Abb. 2.6.]*

lässt sich nachvollziehen, dass mit erhöhtem Terbiumanteil auch die Kompensationstemperatur der gesputterten Schicht ansteigt. Mit Hilfe der verwendeten Parameter lassen sich Schichten herstellen, deren Kompensationstemperatur sich im Bereich von unterhalb der Zimmertemperatur bis oberhalb von 100°C bewegen. Aus der Literatur*[Greid90]* und anhand der Messungen von S. Knappmann an Tb/Fe-Vielfachschichten*[Kna00]* lässt sich damit ein Terbiumanteil ableiten, der zwischen 23.5% (T_{KOMP} bei Zimmertemperatur) und etwa 25% (T_{KOMP} bei 100°C) variiert. Damit ist die Berechnung der Zusammensetzung des Mosaik-Targets (Belegung)*[Anhang B]* im Nachhinein durch die Messungen bestätigt und wird im weiteren Verlauf der Arbeit auch nicht weiter verändert.

5.3 Untersuchungen mit dem Kerr-Mikroskop

Die für die Speicherung optimalen Schichten mit einem Kompensationsbereich zwischen Zimmertemperatur und ca. 50°C sind genau aus diesem Grund für die Untersuchungen mit dem Kerr-Mikroskop nicht geeignet. Da die Mikroskopie im Bereich der Raumtemperatur stattfindet, dürfen die zu untersuchenden Schichten bei dieser Temperatur nur eine geringe Koerzitivfeldstärke haben, d.h. die Kompensationstemperatur muss entweder deutlich höher oder deutlich geringer sein. Aus den angefertigten Schichtserien eignen sich daher nur die Schichten mit sehr niedrigem oder sehr hohem Ar-Fluss für die Untersuchung mit dem Kerr-Mikroskop*[Abb. 5.4]*:

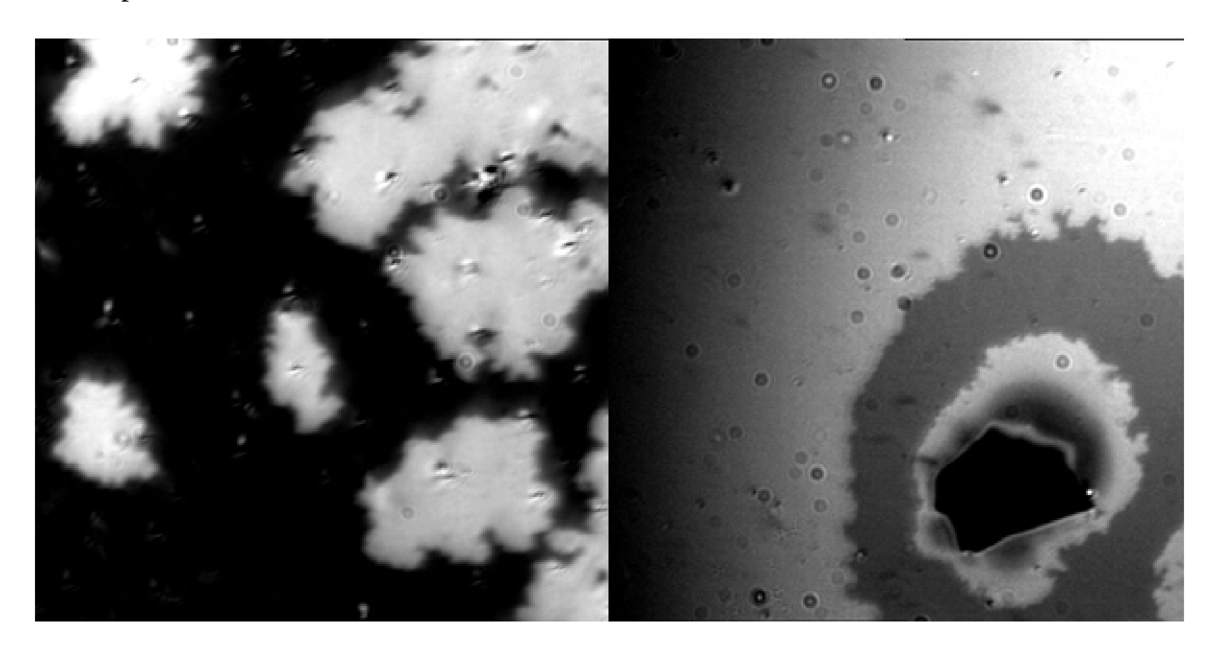


Abb. 5.4: Domänenstrukturen in TbFeCo-Schichten bei Raumtemperatur. Links: ein Beispiel für eine natürliche, senkrechte Struktur mit relativ großen Domänen. Dies ist eine Folge davon, dass die Komp.-Temperatur nur wenige Kelvin oberhalb der Raumtemperatur liegt. Rechts: Aufnahme einer Domäne, die an einer Defektstelle (schwarzes Loch) haftet und sich bei steigendem Magnetfeld von dort ausbreitet.

Für die linke Abbildung wurde eine TbFeCo-Schicht mit einem Kompensationsbereich verwendet, dessen obere Schranke noch unterhalb von 0°C liegt. (Speziell: Ar-Fluss 60 sccm; DC-Potential 1.3kV). Das vom Kerr-Mikroskop erreichbare äußere Magnetfeld von etwa 0.4 T war ausreichend, um in der Schicht die Entstehung von Domänen anzuregen. Diese sind auch im feldfreien, d.h. remanenten Zustand noch zu sehen, in dem diese Bilder aufgenommen sind. Der entgegengesetzte Fall, d.h. bei einer Kompensationstemperatur

deutlich oberhalb der Zimmertemperatur, wird in der rechten Abbildung dargestellt. Hier wurde eine Schicht verwendet, deren Kompensationsbereich bei 50° beginnt (Ar-Fluss 100 sccm; DC-Potential 1.1 kV). Abgebildet ist wieder der remanente Fall. Man erkennt auf diesem Bild deutlich, dass die Domäne (dunkel) an einer Fehlstelle haftet. Bei Änderung des äußeren Feldes wächst bzw. schrumpft sie entsprechend ohne sich von dieser Fehlstelle (schwarzes Loch) zu lösen. Im Zentrum der Domäne ist der Einfluss der Fehlstelle so stark, dass bei jedem Vorzeichenwechsel des äußeren Feldes eine neue Domäne (in diesem Fall hell) entsteht. D.h. durch ein wechselndes Feld lassen sich abwechselnd helle und dunkle Ringe erzeugen.

5.4 Zusammenfassung

Die im vorherigen Abschnitt gezeigten Bilder und deren Erstellung und Analyse bieten sehr interessante Einblicke in die Domänenentstehung und -entwicklung, stehen aber nicht im direkten Zusammenhang mit den weiteren Zielen dieser Arbeit, daher wird an dieser Stelle auf Arbeiten verwiesen, die sich speziell mit den am Kasseler Kerr-Mikroskop entstanden Bildern und deren Interpretation beschäftigen*[Knap00, Otto01, Zlod04]*.

Im Hinblick auf die spätere Verwendung in dieser Arbeit wurden im vorherigen Kapitel*[Kap. 4.2]* Anforderungen an die TbFeCo-Speicherschicht aufgezeigt. Diese wurden im ersten Teil dieses Kapitels in messbare Größen und Parameter umgesetzt. Im zweiten Teil konnten die Herstellungsparameter mit den magnetischen Eigenschaften der Schicht verknüpft werden: in Abhängigkeit vom angelegten DC-Potential und dem Argon-Fluss konnte der Terbium-Anteil in der Schicht zwischen 23% und 25 % variiert werden, so dass die Kompensationstemperatur entsprechend den Anforderungen eingestellt werden kann.
Im Detail liefert eine TbFeCo-Schicht, die mit einem Argonfluss von 80 sccm, einem DC-Potential von 1.3 kV und einer Sputterzeit von 10 Minuten und 7 Sekunden hergestellt wurde, die optimale Lösung. Sie erfüllt alle gewünschten Bedingungen: Die Schichtdicke bei diesen Herstellungsbedingungen beträgt 120 nm und liegt damit, wie gewünscht, etwas oberhalb von 100 nm. Der Kompensationsbereich der Schicht liegt zwischen der Zimmertemperatur und etwa 75°C, sie hat in diesem Bereich eine Koerzitivfeldstärke von deutlich mehr als 500 mT. Diese fällt bei 125°C auf etwa 200 mT, so dass bei einem externen Feld von ca. 100 mT (erreichbar in einem MO-Laufwerk bzw. im Kerr-Mikroskop) ab einer Schichttemperatur von etwa 150°C Informationen eingeschrieben werden können. Diese Temperatur ist auch noch weit genug von der Curie-Temperatur der Schicht (über 200°C) entfernt, so dass beim Aufheizen der Schicht noch keine zufälligen Ummagnetisierungen auftreten können. Und schließlich zeigt die rechteckige Form der Hysterese, dass diese Schicht die geforderte senkrechte Anisotropie hat, die es im folgenden ermöglichen soll, weitere Schichten anzukoppeln.

6 GdFeCo-Maskierungsschicht (MSR)

Wie die TbFeCo-Schicht*[Kap. 5]* muss auch die GdFeCo-Schicht mehrere Bedingungen erfüllen, um für die Anwendung in einem MO-Speichersystem geeignet zu sein. In diesem Kapitel werden die Eigenschaften von GdFeCo-Schichten anhand eines Einzelschichtsystems untersucht, ohne jedoch das spätere Ziel der Kopplung verschiedener Schichten aus den Augen zu verlieren.
Die GdFeCo-Schicht soll nämlich nicht nur als Maskierungsschicht sondern auch als Auslese- bzw. Domänenexpansions-Schicht geeignet sein. Für beide Fälle sind die Bedingungen, die sie als Einzelschichten erfüllen muss, praktisch identisch.
Daher wird im folgenden nicht zwischen den beiden Anwendungen unterschieden, wenn im ersten Teil*[Kap. 6.1]* auf die erwünschten Eigenschaften eingegangen und deren Bedeutung bzw. Funktion im Schichtsystem beschrieben wird.
Auch wenn dann im zweiten Teil *[Kap. 6.2]* die entsprechenden Messungen beschrieben und die Messergebnisse dargestellt und interpretiert werden, spielen die Unterschiede in der späteren Anwendung noch keine Rolle.
Am Ende des Kapitels*[Kap. 6.3]* werden dann die Anforderungen an die GdFeCo-Schichten zusammen gefasst, hierbei wird dann auch auf die Unterschiede eingegangen, die bei der Verwendung als Maskierungs-Schicht bzw. bei der Verwendung als Auslese-Schicht auftreten. In diesem Zusammenhang wird dann auch festgelegt, ob und unter welchen Bedingungen sich die Schichten für die angestrebten Verwendungen eignen.

6.1 Gewünschte Eigenschaften

Die Schichtdicke der GdFeCo-Schicht unterliegt ähnlichen Beschränkungen wie die der TbFeCo-Speicherschicht. Die minimale Dicke der Schicht wird von zwei Parametern bestimmt: Zum eEinen muss die Schicht dick genug sein, um eine geschlossene Schicht zu erzeugen, zum Anderen soll die Information dieser Schicht später mit dem polaren Kerr-Effekt ausgelesen werden. Während man eine geschlossene Schicht bereits mit wenigen Nanometern Schichtdicke erhält, benötigt man für das Auslesen eine höhere Schichtdicke. Da die Eindringtiefe des polaren Kerr-Effekts etwa 30 nm beträgt und da man von der darunter liegenden Speicherschicht kein Signal haben möchte, muss die GdFeCo-Schicht mindestens 30 nm dick sein.
Für die maximale Schichtdicke ist zum Einen zu berücksichtigen, dass die Maskierungs- bzw. Auslese-Schicht an die TbFeCo-Speicherschicht koppeln soll, zum Anderen muss die Schicht homogen senkrecht magnetisiert sein. Die homogene Magnetisierung begrenzt die Schichtdicke nicht, da sie bis zu mehreren hundert Nanometern Schichtdicke nachgewiesen ist*[Kan93]*. Der entscheidende Parameter für die maximale Schichtdicke ist das magnetische Moment der Maskierungsschicht: dieses muss für die Kopplung an die Speicherschicht deutlich kleiner sein als das entsprechende Moment der Speicherschicht. Dies ist am einfachsten dadurch zu erreichen, dass das Volumen (also die Schichtdicke) entsprechend geringer gehalten wird als das Volumen der TbFeCo-Speicherschicht (Schichtdicke ca. 100 nm).
Aus der Kombination der aufgeführten Argumente ergibt sich eine Schichtdicke, die nominell etwa 50 nm betragen sollte, aber zwischen 40 und 80 nm variieren darf.

Die Curie-Temperatur spielt bei der GdFeCo-Schicht in unserem System nur eine untergeordnete Rolle. Anders als bei der TbFeCo-Speicherschicht*[Kap. 5]*, wo die eingeschriebenen Informationen sich durch Überschreiten der Curie-Temperatur nicht verändern dürfen, ist dies bei der Maskierungsschicht kein Kriterium. Im verwendeten

statischen Fall wird die Information zwar oberhalb der Kompensationstemperatur, aber unterhalb der Curie-Temperatur in die GdFeCo-Schicht kopiert und dann ausgelesen. Für die Curie-Temperatur gibt es daher nur eine untere Grenze. Sie muss deutlich oberhalb dieser Lese-Temperatur liegen, spielt dann aber für die weitere Funktion selbst keine Rolle mehr. Geeignete GdFeCo-Legierungen haben einen Co-Anteil von 13%. Solche Schichten wurden bereits früher in einem anderen Zusammenhang hergestellt und eingesetzt*[Stav99]*. Hierbei wurde festgestellt, dass die Curie-Temperatur bei dieser Kobalt-Konzentration oberhalb von 220°C liegt. Der Kobalt-Anteil sollte beim RF-Sputtern*[Kap. 3.1]* im Rahmen dieser Arbeit dadurch erreicht werden, dass etwa 10% der Fläche des Targets mit Kobalt-Plättchen bedeckt wurden (vgl. Mosaik-Target*[Kap. 3.1.3;Anhang B]*).

Die Zusammensetzung der Legierung wird als $(Gd_XFe_{100-X})_{87}Co_{13}$ angesetzt. Im Bereich zwischen X=25 und X=30 bildet sich die in-plane Anisotropie aus*[Krus91, Sta00b]*.
In diesem Bereich liegt die Kompensations-Temperatur zwischen Zimmertemperatur und 150°C*[Hans91; Moch02]*. Sie sollte für die spätere Anwendung etwas oberhalb der Zimmertemperatur liegen, aber deutlich unterhalb der Kompensationstemperatur der Speicherschicht, daher wird eine Kompensationstemperatur von etwa 75°C angestrebt. Eine weitere Bedingung ist, dass der Übergang sehr schmal sein sollte, damit man mit dem lokalen Aufheizen einen scharfen Fleck, d.h. eine klar definierte Maske bekommt.

Zur Bestimmung der Herstellungsparameter, bei denen diese Eigenschaften optimal erfüllt sind, wurden drei Schichtserien hergestellt*[Abb. 6.1]*: bei den ersten beiden Serien wurde das DC-Potential konstant bei 1.1 kV bzw. 1.3 kV gehalten, während der Argonfluss zwischen 40 und 90 sccm variiert wurde. Im Abschnitt zur Herstellung von TbFeCo-Schichten *[Kap. 5.2]* wurde erläutert, dass ein höherer Fluss des Sputtergases dazu führt, dass der RE-Anteil in den gesputterten Schichten zunimmt. Im Falle der GdFeCo-Legierungen sollte das Gd ein zum Tb vergleichbares Verhalten zeigen, d.h. diese Abhängigkeit der Zusammensetzung sollte ebenfalls auftreten. Für die dritte Serie wurde dann der Argonfluss konstant bei 80 sccm gehalten und das DC-Potential von 1.0 bis 1.6 kV variiert, um den Einfluss der mit dem DC-Potential ansteigenden Sputterrate zu untersuchen:

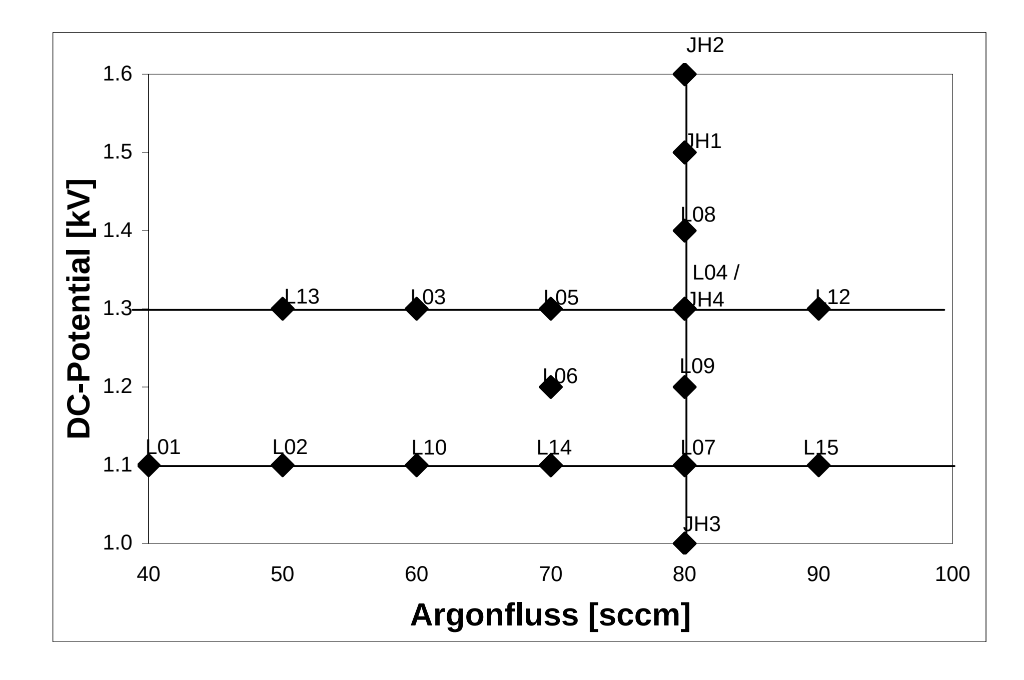


Abb. 6.1: Durch RF-Sputtern wurden GdFeCo-Einzelschichten in einer Serie mit konstantem Argonfluss von 80 sccm und in zwei Serien mit konstantem DC-Potential von 1.1 kV bzw. 1.3 kV hergestellt.(Die Beschriftung an den Punkten zeigt die jeweilige Probennummer.)

Für die Verwendung als Auslese- und Maskierungsschicht muss die GdFeCo-Legierung die Anisotropie von in-plane nach senkrecht wechseln. D.h. bei Temperaturen unterhalb der Kompensationstemperatur sollte die Schicht eine Anisotropie haben, die in der Ebene liegt, während oberhalb dieser Temperatur die Anisotropie senkrecht steht. Dies ist nötig, um die Informationen später von der Speicherschicht in die Maskierungsschicht bzw. von der Maskierungsschicht in die Ausleseschicht zu kopieren.
Der Anisotropie-Wechsel tritt nur durch die Austauschkopplung mit der TbFeCo-Speicherschicht auf*[Nis96,Tak95,Sta00a]*, daher lässt sich im Folgenden zwar die Kompensations-Temperatur bestimmen, bei der dieser Wechsel stattfinden sollte, aber die Untersuchung des Anisotropiewechsels auf die senkrechte magnetische Anisotropie in Schichtsystemen wird erst im nächsten Kapitel*[Kap. 7]* behandelt.

6.2 Herstellung und Ergebnisse

Wie bei den TbFeCo-Schichten*[Kap. 5.2]* wurde die Schichtdicke der GdFeCo-Schichten durch Profilometrie mit einem Dektak bestimmt. Für eine Probe mit Herstellungsparametern von 80 sccm und 1.5 kV ergibt sich bei einer Sputterzeit von 10 Minuten eine Schichtdicke von (78±5) nm. Daraus ergibt sich für die GdFeCo-Schicht eine mittlere Sputterrate von 7.8 nm/min. Für die weiteren Proben wurde die Sputterzeit mit 10 Minuten 15 Sekunden als Standard festgelegt, da sich die Schichtdicke dann für die weiteren Proben, die praktisch alle mit niedrigerer Leistung gesputtert werden, im gewünschten Bereich zwischen 40 und 80 nm bewegt.

Die Curie-Temperatur der einzelnen Schichten kann nicht direkt gemessen werden, da die erwartete Temperatur außerhalb des Messbereiches des Kerr-Magnetometers liegt. Diese Temperatur muss auch nicht exakt bestimmt werden, da das Verhalten der GdFeCo-Schichten in der Nähe und oberhalb der Curie-Temperatur nur eine Rolle spielt, wenn dies die Verwendung als Maskierungsschicht oder Ausleseschicht in einem MSR- bzw. MAMMOS-System*[Kap. 2.1.3/2.1.4]* gefährdet. Da in beiden Fällen nur ein Temperatur-Intervall in der Nähe der Kompensationstemperatur relevant ist, reicht es aus festzustellen, dass die Curie-Temperatur in diesem Intervall und einige zehn Kelvin darüber nicht überschritten wird. Dies geschah in dieser Arbeit dadurch, dass im Folgenden der Messbereich zur Bestimmung der Kompensationstemperatur bis zu Temperaturen von etwa 30 K oberhalb der eigentlichen Kompensation ausgeweitet wurde. Bei keiner der aufgenommenen Messkurven*[z.B. Abb. 6.2]* wurde die Curie-Temperatur innerhalb dieser Grenze erreicht. Im Hinblick auf die Curie-Temperatur können damit alle hergestellten Schichten bzw. alle zur Herstellung verwendeten Parameter als unproblematisch betrachtet werden.

Für jede Schicht wurden Messkurven im Temperaturbereich von Zimmertemperatur bis ca. 150°C aufgenommen, um die Kompensationstemperatur*[Abb. 6.2]* und die Untergrenze für die Curie-Temperatur zu bestimmen. Bei den Messungen der Kerr-Drehungen von RE/TM-Schichten ist das Magnetometer sensitiv auf die Ausrichtung des Eisen-Untergitters*[Kap. 2.5.2]*, während sich die Netto-Magnetisierung am äußeren Magnetfeld ausrichtet. Stimmen die beiden Richtungen überein, so ist die entsprechende Messkurve „normal“ ausgerichtet, d.h. sie verläuft von links unten nach rechts oben. Bei der abgebildeten Schicht ist dies für hohe Temperaturen (100°C und darüber) der Fall. Für die Magnetisierung der Schicht bedeutet dies, dass bei diesen Temperaturen das TM-Untergitter (d.h. das Fe-Untergitter) dominant ist.

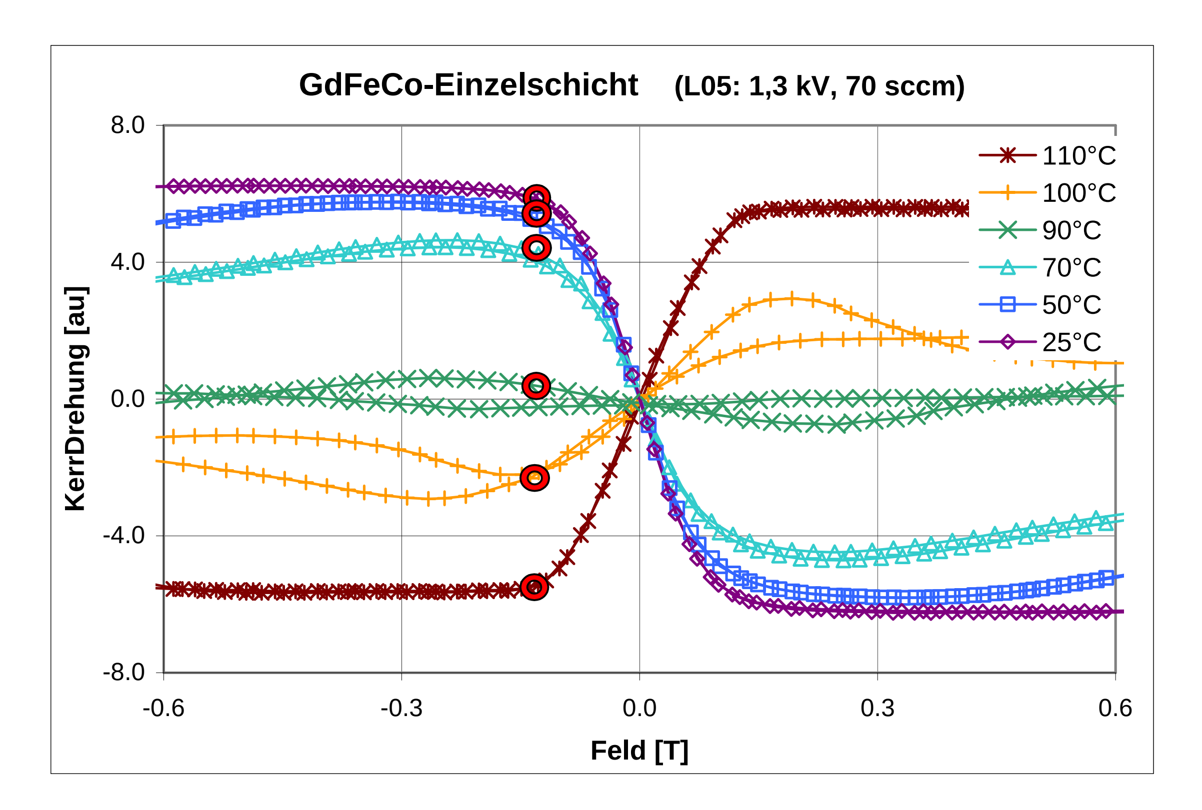
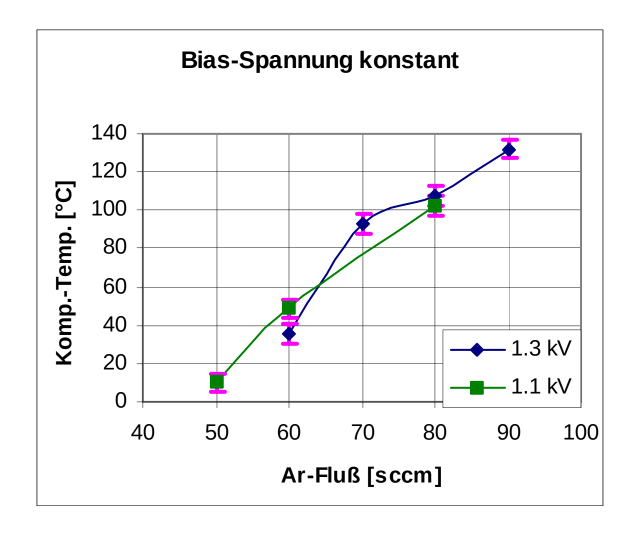


*Abb. 6.2: Kerr-Messkurven einer GdFeCo-Einzelschicht (hier: LM-L05): Bei Temperaturen unterhalb von 70°C tritt eine Messkurve mit negativem Verlauf (von links oben nach rechts unten) auf, während oberhalb von 100°C der Verlauf in normaler Richtung (von links unten nach rechts oben) liegt. Über die maximale Kerr-Drehung(**O**) lässt sich die Kompensationstemperatur zu (85 ± 5) °C bestimmen (lineare Regression).*

Im entgegengesetzten Fall, dass das RE-Untergitter dominant ist, stehen Netto-Magnetisierung und gemessene Magnetisierung des Eisen-Untergitters antiparallel. Die Netto-Magnetisierung richtet sich nach dem äußeren Feld aus, dadurch zeigt die gemessene Magnetisierung (Fe-Untergitter) einen negativen Verlauf (von links oben nach rechts unten). Bei der dargestellten Schicht ist dies bei Temperaturen unterhalb von 70°C zu sehen.
Im Übergangsbereich (in der Abbildung ist dies die Kurve bei T=90°C) zeigt sich keine verwertbare Messkurve, d.h. die Untergitter richten sich nicht nach dem äußeren Feld aus. Dies ist dann der Fall, wenn die beiden Untergitter etwa gleich große Magnetisierungen aufweisen und damit die Netto-Magnetisierung praktisch Null ist. Im direkten Nahbereich des Kompensationspunktes ist daher keine aussagekräftige Messung der Hysterese möglich ist.
Die genauen Kompensationstemperaturen der einzelnen Schichten wurden mit Hilfe einer linearen Regression (Kerr-Drehung gegenüber der Temperatur) bestimmt. Diese Messpunkte werden in der Abbildung*[Abb. 6.2]* durch die O-Kringel symbolisiert.



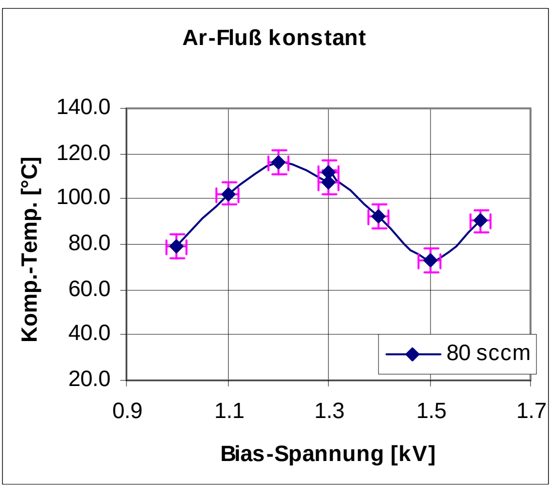


Abb. 6.3. GdFeCo-Einzelschicht: Übersicht über die gemessenen Kompensationstemperaturen. In Abhängigkeit vom Ar-Fluss (links) steigt die Kompensationstemperatur deutlich an. Die Abhängigkeit von der BIAS-Spannung (rechts) folgt keinem einfachen Zusammenhang.

Fasst man alle für die Schichten bestimmten Kompensationstemperaturen in zwei Grafiken zusammen*[Abb. 6.3]*, sieht man, dass die Kompensationstemperatur bei den GdFeCo-Schichten mit dem Ar-Fluss deutlich stärker ansteigt als bei den TbFeCo-Schichten*[Abb. 6.3. links, vgl. Abb. 5.3]*.
Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass bereits mit geringen Änderungen des Ar-Flusses eine deutliche Änderung der Kompensationstemperatur möglich ist. Der Unterschied zur Messung an den TbFeCo-Schichten*[Kap. 5.2]* zeigt, dass die Gd-Atome vom vorhandenen Argon-Plasma bei höheren Drücken stärker abgebremst bzw. abgelenkt werden als die Tb-Atome. Die im Periodensystem benachbarten Elemente Gadolinium und Terbium zeigen einen geringen Massenunterschied ($\Delta m < 2u$ bzw. $\Delta m<1\%$), was dazu führt, das die Ionen etwa dieselbe kinetische Energie haben. Der Streuquerschnitt eines Ions hängt neben der Energie auch vom Volumen bzw. von der Streufläche der Ionen ab. Betrachtet man den Unterschied im Radius der ionisierten Atome ($r_{Tb} = 1.18Å$; $r_{Gd} = 1.05Å$; $\Delta r = 12\%$), so lässt sich damit der höhere Streuquerschnitt des Gd-Ions begründen.
Vergleicht man das Temperaturverhalten einer einzelnen GdFeCo-Schicht mit einer einzelnen TbFeCo-Schicht, so fällt auf, dass der Übergang von RE-dominierter Schicht zu TM-dominierter Schicht ebenfalls in einem kleineren Temperatur-Intervall geschieht. Dies ist jedoch kein relevanter Effekt, sondern lässt sich auf die niedrigere Koerzitivfeldstärke von GdFeCo zurückführen. Bei gleichem externen Feld ist die Netto-Magnetisierung der Schicht noch deutlich größer als im Falle der TbFeCo-Schicht. Daher wird bis dicht an die Kompensationstemperatur eine geringere Koerzitivfeldstärke gemessen. Die Hysteresekurven in diesem Temperaturbereich können also bis in die Nähe der Kompensationstemperatur gemessen werden.

Anhand der Hysteresekurven*[Abb. 6.2]* wurde sowohl unterhalb wie auch oberhalb der Kompensationstemperatur eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Ebene gefunden. Für die von Stavrou*[Stav00]* untersuchten Gd/Fe-Multilayer-Schichten ist bekannt, dass der Anisotropiewechsel nur in einem sehr kleinen Parameterfenster auftritt, wobei unter anderem eine niedrige Periodenlänge (unterhalb von 2.5 nm) eine notwendige Bedingung ist. Im Falle der Legierungsschicht ist die Periodenlänge jedoch gleich der Schichtdicke und mit 100 nm für einen Anisotropiewechsel in der GdFeCo-Einzelschicht zu groß.

6.3 Zusammenfassung

Die Untersuchungen an den GdFeCo-Einzelschichten zeigen, dass man durch Sputtern reproduzierbar Legierungen herstellen kann, die einen sehr schmalen Kompensationsbereich haben und deren Übergangstemperatur man zwischen 20°C und 140°C auf einige Grad genau einstellen kann.
Das Anisotropieverhalten der GdFeCo-Schicht entspricht unterhalb der Kompensationstemperatur mit der in-plane-Anisotropie den Erwartungen, während oberhalb der Kompensationstemperatur keine senkrechte Anisotropie gefunden wurde. Da aber erwartet wird, dass sich dies im Verbund mit einer Speicherschicht ändert, werden im folgenden Kapitel*[Kap. 7]* die entsprechenden Doppelschichten hergestellt und dahingehend untersucht.

Im ersten Teil dieses Kapitels*[Kap. 6.1]* wurden zur Verwendung der GdFeCo-Schichten als Maskierungsschichten (*[vgl. MAMMOS-System, Abb. 2.4]*) verschiedene Bedingungen festgelegt. Der wichtigste Parameter, die Kompensationstemperatur, lässt sich durch die Wahl der Herstellungsparameter (Ar-Druck 65 sccm; DC-Potential 1.3 kV) so einstellen, dass sie im Bereich von 75°C liegt. Für diese Schichten liegt die Curie-Temperatur durchgehend oberhalb von 150°C. Die erforderliche Schichtdicke von ca. 80 nm lässt sich über die Sputterzeit ebenfalls ausreichend genau einstellen. Einzig die Bedingung des Anisotropiewechsels kann erst später an den Doppelschichten weiter untersucht werden, was im folgenden Kapitel*[Kap. 7]* geschieht.

Die Bedingungen für die Verwendung als Ausleseschicht (dritte Schicht im MAMMOS-System) unterscheiden sich nur in wenigen Punkten von den Bedingungen, die gestellt werden, um die Schicht als Maskierungsschicht zu verwenden.
Zum einen muss die Kompensationstemperatur (genauer: die Temperatur, bei der der Anisotropiewechsel stattfindet) der Schicht niedriger liegen als in der Maskierungsschicht. Diese lässt sich mit den gewonnenen Erkenntnissen*[Abb. 6.3]* entsprechend niedriger einstellen. Durch einen Ar-Druck von 60 sccm und ein DC-Potential von 1.1 kV erhält man eine GdFeCo-Schicht mit einer Kompensationstemperatur von etwa 50°C.
Zum anderen wächst die Ausleseschicht später nicht auf einer TbFeCo-Speicherschicht auf sondern auf der GdFeCo-Maskierungsschicht, was bei der Erstellung eines Drei-Schicht-MAMMOS-Systems aus RE/TM entsprechend berücksichtigt werden muss*[vgl. Kap. 7.4]*.
Da im erweiterten Konzept der MAMMOS*[Kap. 8.4]* diese Ausleseschicht durch eine Granat-Schicht und nicht durch eine GdFeCo-Schicht gebildet wird, wird am Ende des folgenden Kapitels*[Kap. 7]* nur auf die prinzipielle Eignung der GdFeCo-Schicht als Ausleseschicht eingegangen, während der Granat-Ausleseschicht daran anschließend ein eigenes Kapitel*[Kap. 8]* gewidmet wird.

7 TbFeCo/GdFeCo-Doppelschicht

In diesem Kapitel werden Doppelschichten auf RE/TM-Basis hinsichtlich ihrer Eignung als MSR-System*[Kap. 2.1.3]* untersucht. Dazu werden zuerst die erforderlichen Herstellungsparameter anhand der notwendigen Eigenschaften der Schichten diskutiert*[Kap. 7.1]*. Danach wird der Aufbau des Schichtsystems an verschiedenen Beispielen getestet und diskutiert*[Kap. 7.2]*. Zum Abschluss werden die Eigenschaften des Doppelschichtsystems mit Hilfe des Kerr-Mikroskops*[Kap. 7.3]* untersucht, bevor die Ergebnisse zusammengefasst werden*[Kap. 7.4]*.

7.1 Herstellung / Parameter der einzelnen Schichten

Aus der gewünschten Verwendung als MSR-Schichtsystem folgen mehrere Bedingungen an die Schichten im Doppelschicht-System. Als erstes müssen die Kompensationstemperaturen der einzelnen Schichten entsprechend der Funktion angepasst werden: Für die Maskierungsschicht aus der GdFeCo-Legierung ist eine Kompensationstemperatur von etwa 75°C erforderlich, damit das Verhalten in einem Intervall von Zimmertemperatur bis etwa 100°C mit dem Kerr-Mikroskop*[Kap. 3.4]* beobachtet werden kann. Aus den Untersuchungen an den GdFeCo-Einzelschichten*[Kap. 6]* ergeben sich daher Herstellungsparameter von 1.3 kV DC-Potential und 65 sccm Ar-Fluss.
Als Speicherschicht wurde eine TbFeCo-Schicht verwendet, die bei einem DC-Potential von 1.3 kV und einem Ar-Fluss von 60 sccm hergestellt wurde. Wie aus den Untersuchungen an den Einzelschichten bekannt*[Kap. 5]*, ergibt sich damit ein Kompensationsbereich, der unterhalb der Zimmertemperatur liegt. Dieses Verhalten wurde gewählt, damit die Schicht im mikroskopisch untersuchten Bereich (25°C ... 100°C) eine einheitliche Magnetisierung bzw. Magnetisierungsrichtung zeigt.

Die Schichtdicken wurden bereits bei der Herstellung der Einzelschichten*[Kap. 5&6]* diskutiert, so dass zur Herstellung der Doppelschichten nur die Sputterzeiten eingestellt werden mussten. Die TbFeCo-Schicht wurde mit der festgelegten Sputterzeit von 10 min gesputtert und erreicht aufgrund der Herstellungsparameter (Ar-Fluss, DC-Potential) eine Dicke von 90 nm. Die Beschichtungszeit der GdFeCo-Schicht wurde mit 10 min 15 sec angesetzt, was einer Schichtdicke von 80 nm entspricht. Die Abdeckschicht aus SiN wird, wie schon bei den Einzelschichten, mit einer Schichtdicke von 30 nm gesputtert. Die einzelnen Schichtdicken wurden rechnerisch ermittelt und als Kontrolle wurde nur die Gesamtdicke des Schichtpaketes überprüft.

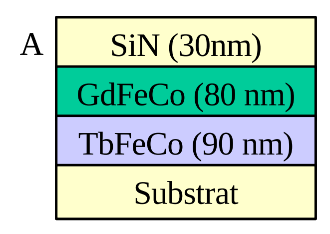
Auf die Anisotropie der Schichten und deren Abhängigkeit von den Nachbarschichten wurde ebenfalls schon in den Kapiteln über die Einzelschichten eingegangen. Da jedoch die Anisotropie der einzelnen Schichten im Gesamtsystem eine wichtige Rolle spielt, wird im Folgenden diskutiert, wie das Schichtsystem am besten aufgebaut werden sollte.

7.2 Aufbau des Schichtpakets

Um das magnetische Verhalten mit der entsprechenden Literatur*[z.B. Sbia97]* zu vergleichen, wurden für alle folgenden Schichtpakete die Herstellungsparameter festgehalten, während die Reihenfolge der Schichten auf dem Substrat variiert wurde. Als Ergebnis dieser Überlegungen wird das Schichtsystem in Form von vier verschiedenen Schichtpaketen gesputtert:

Im einfachsten Fall (Typ A) wird die TbFeCo-Speicherschicht direkt auf das Glassubstrat aufgesputtert, als zweite Schicht wird dann die GdFeCo-Maskierungsschicht aufgebracht und das ganze System wird zum Schluss mit einer Siliziumnitrid-Schicht abgedeckt*[Abb. 7.1A]*. Der Schichtaufbau in dieser Reihenfolge entspricht dem in der zitierten Literatur bisher verwendeten Verfahren*[Stav99, Knap00]*.

A



„klassische“ Struktur:
Mit Siliziumnitrid abgedeckte
Maskierungs-Schicht auf
Einer Speicher-Schicht

C
SiN (30nm)
GdFeCo (80 nm)
TbFeCo (90 nm)
SiN (30nm)
Substrat

B
Substrat
GdFeCo (80 nm)
TbFeCo (90 nm)
SiN (30nm)

„Anwendungstypische“ Struktur:
Es wir durch das Substrat gelesen!
Darum Maskierungs-Schicht auf
Substratseite der Speicher-Schicht

D
Substrat
SiN (30nm)
GdFeCo (80 nm)
TbFeCo (90 nm)
SiN (30nm)

Abb. 7.1: Vier verschiedene Reihenfolgen bei der Herstellung der Schichtsysteme:
A VORTEIL: einfacher Fall, typisch für Literatur; NACHTEIL: Auslesen von der „falschen“, der Schichtseite.
B VORTEIL: Auslesen von der Substratseite; NACHTEIL: SiN-Verstärkerschicht fehlt (falsch platziert)
C VORTEIL: Reihenfolge ähnlich zur Literatur, SiN-Schicht oben; NACHTEIL: Auslesen von der Schichtseite
D VORTEIL: Auslesen von der Substratseite, SiN-Schicht richtig; NACHTEIL: Anisotropieverhalten schlecht

Da die Schichten in der Anwendung durch das Substrat ausgelesen werden, werden die Schichten im zweiten Fall (Typ B) in der umgekehrten Reihenfolge benötigt. Die Maskierungsschicht wird direkt auf das Substrat gesputtert, darauf kommt dann die Speicherschicht und zum Schluss wird das Paket wieder mit SiN abgedeckt*[Abb. 7.1B]*. Diese Schichtreihenfolge wird auch im folgenden Kapitel*[Kap. 8]* wieder verwendet, da dort als vorbereitender Schritt die Granat-Schicht bereits auf den Substraten aufgebracht wurde.
Im Vergleich von Fall A und Fall B treten für die Speicherschicht unterschiedliche Basisschichten auf. Im ersten Fall wächst die Speicherschicht auf dem Substrat, im anderen auf der GdFeCo-Schicht. Außerdem befindet sich die Abdeckschicht unterhalb der TbFeCo-Schicht und kann daher ihre zusätzliche Funktion als Verstärkungsschicht (über Mehrfach-Brechung) nicht erfüllen. Um jeweils symmetrische Schichtsysteme herzustellen, wurden

beide Systeme noch einmal hergestellt, indem als Vorbereitung eine zusätzliche Abdeckschicht aufgebracht wurde (Typ C und Typ D).
Im dritten Fall (Typ C) wird auf dem Substrat zuerst die Abdeckschicht gesputtert, dann wird darauf die Speicherschicht aufgebracht*[Abb. 7.1 C]*. Nachdem dann als Drittes die Maskierungsschicht darauf gebracht wurde, wird das ganze System wiederum mit der SiN-Schicht abgedeckt.
Im letzten Fall (Typ D) wird das System dann wieder anwendungstypisch herumgedreht, d.h. auf dem Substrat wird zunächst auch eine Abdeckschicht aufgebracht, dann wird aber zuerst die Maskierungsschicht gesputtert, bevor die Speicherschicht aufgebracht wird. Auch dieses System wird anschließend mit SiN abgedeckt*[Abb. 7.1. D]*.
Zu beachten ist, dass in den vier Fällen sowohl für die Speicherschicht als auch für die Maskierungsschicht je drei verschiedene Wachstumsbedingungen erzeugt werden: Beide Schichten wachsen je einmal direkt auf dem Glassubstrat, einmal auf der Abdeckschicht und zweimal auf der anderen RE/TM-Schicht auf.
Im Folgenden werden die einzelnen Systeme (Typ A-D) mit Hilfe des Kerr-Magnetometers untersucht und ihre Eigenschaften grundlegend diskutiert, bevor am einfachsten System (Typ A) weiterführende Kerr-mikroskopische Untersuchungen gemacht werden können*[Kap. 7.3]*.

7.2.1 Substrat/TbFeCo/GdFeCo/SiN

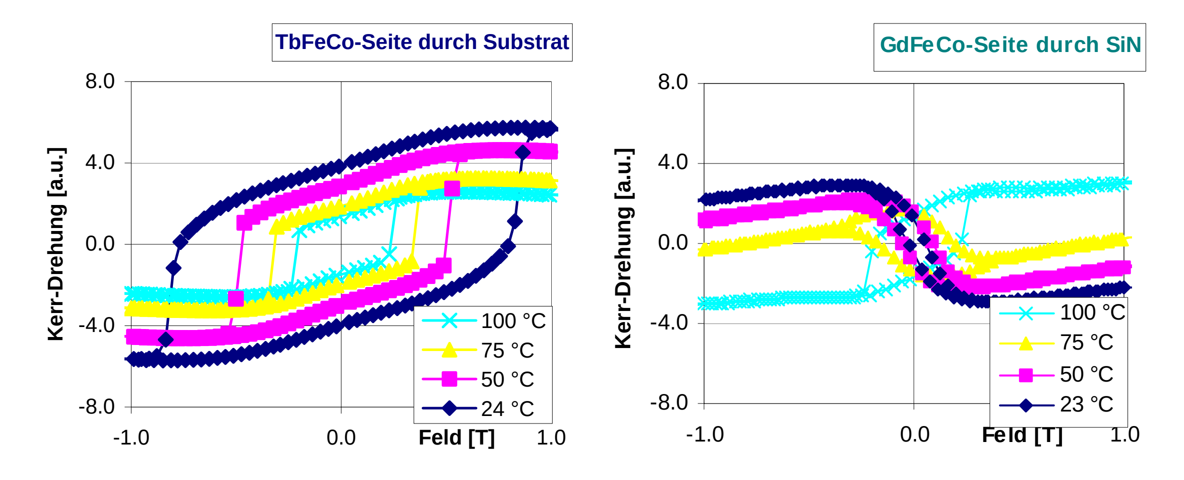


Abb. 7.2: Um die Eigenschaften beider Schichten unabhängig zu bestimmen, erfolgen die Kerr-Magnetometer-Messungen in dieser und allen weiteren Proben entweder durch das Substrat (hier: links, TbFeCo) oder von der Beschichtungsseite (hier: rechts, GdFeCo). Beim Typ A (Substrat/TbFeCo/GdFeCo/SiN) zeigt die Messung an der TbFeCo-Schicht (links) eine rechteckige Hysterese, d.h. senkrechte Anisotropie. Die Messungen an der GdFeCo-Schicht (rechts) zeigt deutlich den Anisotropiewechsel von in-plane zu senkrecht oberhalb von 75°C.

Beim Schichtpaket vom einfachsten Typ (A) wurde die TbFeCo-Speicherschicht, wie schon von Knappmann und Stavrou, auf dem Substrat aufgewachsen. Sie zeigt die bereits von ihnen gefundenen Eigenschaften: Die Hysteresekurve*[Abb. 7.2 links]* ist rechteckig, d.h. die Anisotropie ist senkrecht orientiert. Aufgrund der gewählten Herstellungsparameter liegt die Kompensationstemperatur deutlich unterhalb der Zimmertemperatur, so dass die Schicht im betrachteten Temperaturintervall TM-dominiert ist. Da mit steigender Temperatur die

Koerzitivfeldstärke abnimmt, wird die Hysteresekurve der TbFeCo-Schicht entsprechend schmaler, bewegt sich jedoch immer im Bereich zwischen 0.8 und 0.3 T.
Die GdFeCo-Maskierungsschicht*[Abb. 7.2. rechts]* zeigt bei Zimmertemperatur einen negativen Verlauf der Messkurve, d.h. sie ist RE-dominiert. Die ausgeprägte S-Form ist charakteristisch dafür, dass die Magnetisierung praktisch komplett in der Schichtebene liegt (in-plane Anisotropie). Dieses Verhalten ist bereits von den GdFeCo-Einzelschichten*[Kap. 6]* bekannt. Interessant ist im Fall der Doppelschichten das Verhalten in der Nähe der Kompensationstemperatur der GdFeCo-Legierung: Nähert man sich dieser an, so nimmt die Netto-Magnetisierung der Schicht ab und der Einfluss des Streufeldes der TbFeCo-Speicherschicht nimmt zu. Hierdurch dreht sich die Richtung der Magnetisierung aus der Ebene langsam in die senkrechte Richtung (bei 50°C bzw. 75°C in Abb. 7.2). Dies erkennt man daran, dass in der Messkurve die rechteckige Form der Hysterese immer stärker an Einfluss gewinnt. Nach dem Überschreiten der Kompensationstemperatur kommt als zusätzlicher Einfluss hinzu, dass die TM-Untergitter der beiden Schichten parallel stehen, so dass die Kopplung der Schichten nicht nur vom Streufeld der TbFeCo-Schicht beeinflusst wird sondern auch durch die direkte Austauschwechselwirkung des nun in beiden Schichten dominierenden TM-Untergitters.

Oberhalb der Kompensationstemperatur ist die Hysterese durch diese Kopplung in der normalen Richtung ausgerichtet (links unten nach rechts oben), außerdem entspricht die Breite (Koerzitivfeldstärke) der Maskierungsschicht der Breite der darunter liegende Speicherschicht. Somit ist in diesem Fall die Kopplung zwischen den Schichten so stark, dass sie von einem äußeren Feld nicht mehr aufgebrochen wird. Dieses Schichtsystem zeigt das für MSR erwartete Verhalten: unterhalb der Kompensationstemperatur maskiert die GdFeCo-Schicht die Informationen durch die in-plane Ausrichtung, oberhalb der Kompensations-temperatur wird die Information der Speicherschicht perfekt in die Ausleseschicht kopiert. Damit ist das Ziel erreicht, GdFeCo als Maskierungsschicht einzusetzen.

7.2.2 Substrat/GdFeCo/TbFeCo/SiN

Im zweiten Fall (Typ B) wurde die Maskierungsschicht direkt auf das Substrat aufgebracht bevor die Speicherschicht und zum Schluß die Abdeckschicht gesputtert wurden. Die Magnetisierungskurven der Speicherschicht (Abb. 7.3 links) zeigen, dass diese ebenfalls ein geeignetes Verhalten zeigt. Die Hysteresekurven sind rechteckig, d.h. die Magnetisierung der TbFeCo-Schicht zeigt auch in diesem Fall eine senkrechte Anisotropie.
Die Koerzitivfeldstärke ist im gesamten Temperaturbereich etwas höher als beim Typ A und die Kerr-Drehung bleibt praktisch konstant. Dies kommt daher, dass die TbFeCo-Schicht in diesem Fall nicht direkt auf dem Substrat aufwächst, sondern auf der GdFeCo-Schicht, die bereits die säulenartige RE/TM-Struktur vorgibt. Man könnte diese beiden Effekte mit folgenden Annahmen auch unabhängig voneinander erklären: Die höhere Koerzitivfeldstärke lässt sich am einfachsten durch eine Variation in der Zusammensetzung erklären, da die Eigenschaften der RF-gesputterten Schichten abhängig von den Werten des DC-Potentials und des Ar-Flusses bei der Herstellung sind*[vgl. Kap. 5]*. Diese Argumentation alleine ist jedoch noch nicht ausreichend, da die statistische Schwankung der Parameter nur bei der Herstellung einer Schicht als Erklärung herhalten kann. Da jedoch mehrere Schichtpakete hergestellt wurden, die alle diese Tendenz zeigen, muss man diese Argumentation ergänzen.

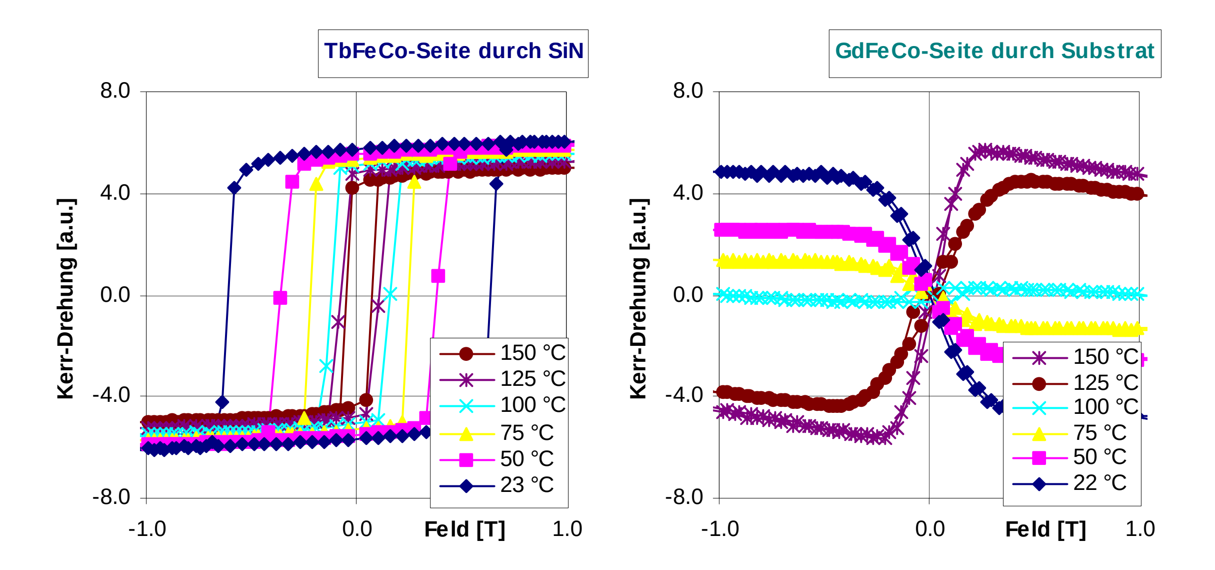


Abb. 7.3: Beim Typ B (Substrat/GdFeCo/TbFeCo/SiN) zeigt die Messung an der TbFeCo-Schicht (links) eine rechteckige Hysterese, d.h. senkrechte Anisotropie. Diese ist besonders deutlich ausgeprägt, da von der Oberseite ohne störendes Substrat gemessen werden konnte. Die Messungen an der GdFeCo-Schicht (rechts) zeigen oberhalb von 75°C keinen Anisotropiewechsel, sondern nur einen Vorzeichenwechsel. D.h. die Magnetisierung ändert nur ihre Richtung, nicht aber ihre Anisotropie.

Die konstant hohe Kerr-Drehung kann man dadurch erklären, dass die Hystereskurve in diesem Fall nicht durch das Substrat ausgelesen wird, sondern durch die SiN-Abdeckschicht. Unter speziellen Umständen wirkt diese als zusätzliche Verstärkerschicht: Wählt man die Schichtdicke so, dass sie ein Viertel der Laser-Wellenlänge beträgt, so tritt innerhalb der Schicht eine konstruktive Interferenz auf, wodurch der Lichtstrahl mehrfach reflektiert wird und die Kerr-Drehung entsprechend mehrfach aufaddiert wird. Gegen diesen Effekt spricht jedoch, dass die Schichtdicke der Abdeckschicht viel niedriger gewählt wurde (30 nm) als hierfür nötig wäre.
Die Maskierungsschicht zeigt den Vorzeichenwechsel der Hysteresekurven bei etwa 90 °C, d.h. die Kompensationstemperatur entspricht den eingestellten Herstellungsparametern. Allerdings liegt die Anisotropie der Schicht nicht nur bei Zimmertemperatur in der Ebene, sondern ändert diese Vorzugsrichtung auch bei hohen Temperaturen nicht. Die Schicht verhält sich über den ganzen Temperaturbereich (von Zimmertemperatur bis zur Curie-Temperatur) wie die Einzelschicht aus dem vorangegangenen Kapitel*[Kap. 6]*. Das Ausbleiben der Kopplung kann man mit Hilfe des Wachstumsverhaltens erklären: Im Fall B ist noch keine magnetische Schicht bzw. keine RE/TM-Schicht vorhanden, an dem sich das Wachstum der GdFeCo-Schicht beim Aufsputtern orientieren kann. Daher tritt hier beim Beschichten dasselbe Verhalten auf, wie bei der Herstellung der Einzelschicht direkt auf dem Substrat: Die GdFeCo-Schicht zeigt keinen Anisotropiewechsel bei der Kompensationstemperatur.
Im Weiteren*[Kap. 7.2.3 ; Kap. 7.2.4]* werden Schichten untersucht, bei denen die erste RE/TM-Schicht nicht auf das Substrat, sondern auf eine SiN-Pufferschicht gesputtert wird. Obwohl die Motivation zur Herstellung dieser Schichten eine andere war*[vgl. 7.2]*, werden die Ergebnisse der magnetischen Untersuchungen auch für die Analyse des Wachstums hilfreich sein.

7.2.3 Substrat/SiN/TbFeCo/GdFeCo/SiN

Im dritten Fall (Typ C) wächst die Speicherschicht nicht mehr direkt auf dem Substrat auf, sondern auf einer SiN-Pufferschicht. In der Magnetisierungskurve*[Abb. 7.4. links]* ist zu erkennen, dass die bekannte rechteckige Hysterese mit einem S-förmigen Anteil überlagert ist. Dies bedeutet, dass die Anisotropie (integral über die gesamte Schicht betrachtet) der Speicherschicht nicht mehr ideal in der Normalen zur Schichtebene steht, sondern einen Winkel zu dieser hat. Mikroskopisch lässt sich dieses Verhalten mit Hilfe des Wachstumsverhaltens der TbFeCo-Schicht erklären: Während sie bei der Herstellung direkt auf dem Substrat von Anfang an im senkrechten Modus aufwächst, beginnt das Wachstum auf der SiN-Schicht in einem Modus, der eine in-plane Anisotropie bevorzugt. Von Atomlage zu Atomlage relaxiert die Anisotropie dann in die senkrechte Richtung, was sich durch den Vergleich verschieden dicker Schichten nachweisen lässt*[Shi92]*. Die Messungen an den hier verwendeten Schichten erfolgen von der Substratseite und damit durch die SiN-Pufferschicht. Durch die oberflächensensitive Messmethode, die auf dem magneto-optischen Kerr-Effekt basiert, wird der Bereich der Speicherschicht, der direkt an die SiN-Schicht angrenzt, überproportional betont. Hierdurch kann man die in-plane Anisotropie an der Schichtunterseite bei jeder Messung sehr deutlich erkennen. Für die Magnetisierung an der Schichtoberseite, die im weiteren die Kopplung zur GdFeCo-Schicht vermittelt, hat dies jedoch keine weiteren Konsequenzen: durch die gewählte Schichtdicke ist der Effekt dort bereits relaxiert und die Schicht zeigt eine perfekte senkrechte Anisotropie*[vgl. Ohn91, Shi92]*.

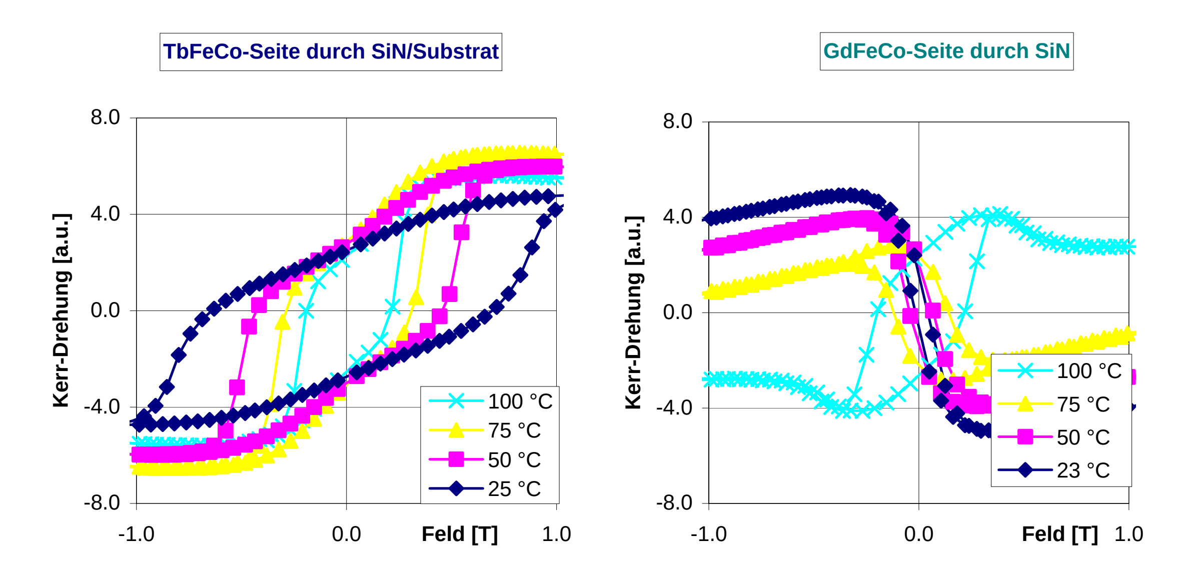


Abb. 7.4. Kerr-Messungen am Typ C (Substrat/SiN/TbFeCo/GdFeCo/SiN): Die TbFeCo-Schicht (links) zeigt eine senkrechte Anisotropie, die jedoch an der Unterseite der Schicht durch das Aufwachsen auf der SiN-Schicht einen in-plane-Anteil zeigt. Dieser Anteil ist jedoch vernachlässigbar, da die GdFeCo-Schicht (rechts) auf der Oberseite der TbFeCo-Schicht aufwächst und daher nicht weiter von deren Unterseite beeinflusst wird.

Konzentriert man die Aufmerksamkeit auf den senkrechten (d.h. rechteckigen) Anteil in der Messkurve, so erkennt man, dass das Temperaturverhalten der Schicht dem Verhalten einer

vollständig senkrecht anisotropen Schicht entspricht: Die Schicht zeigt weiterhin die mit der Temperatur abnehmende Koerzitivfeldstärke.
Die Maskierungsschicht*[Abb. 7.4. rechts]* wird durch das geänderte Wachstumsverhalten der ersten TbFeCo-Lagen nicht beeinflusst. Sie zeigt das gleiche Verhalten, wie die GdFeCo-Schicht im ersten Fall (Typ A): Die Anisotropie geht von in-plane (bei Zimmertemperatur) zu senkrecht (bei erhöhten Temperaturen) über und kopiert bei 100°C deutlich das Verhalten der darrunterliegenden Speicherschicht. Die Kompensationstemperatur liegt wiederum zwischen 75°C und 100°C, was man am Auftreten des Vorzeichenwechsels in diesem Bereich erkennen kann. Aus diesem Grund eignet sich dieser Aufbau des Schichtsystems ebenfalls für die Anwendung als MAMMOS-System.

7.2.4 Substrat/SiN/GdFeCo/TbFeCo/SiN

Als letztes Schichtpaket (Typ D) wurde die Reihenfolge der Schichten gegenüber dem vorangegangenen Fall (Typ C) auf den Kopf gestellt, so dass die Speicherschicht nun an der Oberfläche des Schichtpaketes liegt. Betrachtet man die Messung an der Speicherschicht*[Abb. 7.5. links]*, so erkennt man eine Kurve, die zwar von einer senkrechten Hysterese dominiert wird, jedoch zusätzlich geringe in-plane Anteile zeigt. Analog zum zweiten Fall (Typ B) lässt sich dies damit begründen, dass die Speicherschicht wiederum nicht direkt auf dem Substrat aufwächst, sondern in diesem Fall auf der SiN-Schicht. Aus dem Temperaturverhalten lassen sich keine neuen Erkenntnisse ziehen: Wie schon in allen anderen Fällen, nimmt die Koerzitivfeldstärke mit steigender Temperatur ab, d.h. die Hysteresekurve wird mit steigender Temperatur schmaler.

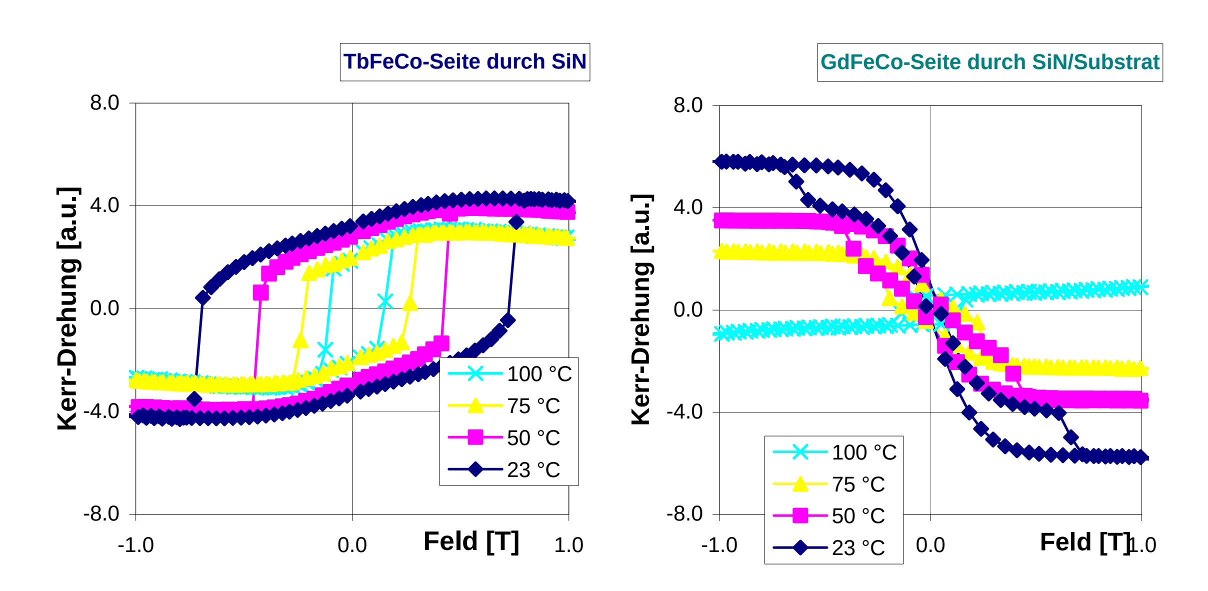


Abb. 7.5: Beim Typ D (Substrat/SiN/GdFeCo/TbFeCo/SiN) wird die TbFeCo-Schicht (links) wieder von der Oberseite ohne störendes Substrat gemessen und zeigt eine deutliche senkrechte Anisotropie (rechteckige Hysterese). Die Messungen an der GdFeCo-Schicht (rechts) zeigen zwar einen globalen Anisotropiewechsel, der jedoch nicht weiter verwertbar ist. Die kleine senkrechte Magnetisierung wird unterhalb der Kompensationstemperatur zwar vom in-plane Anteil überdeckt, ist jedoch im gesamten Messbereich vorhanden und verhindert somit die in der Anwendung wichtige Maskierung.

Die Maskierungsschicht *[Abb. 7.5. rechts]* zeigt ein gemischtes Verhalten zwischen in-plane Magnetisierung und deutlich kleinerem Anteil an senkrechter Magnetisierung. Dass es sich dabei um eine Überlagerung von Signalen zweier verschiedener Schichten (z.B. GdFeCo und TbFeCo) handelt, kann anhand von zwei Argumenten ausgeschlossen werden. Zum Einen zeigt der rechteckige Anteil den typischen Vorzeichenwechsel bei der Kompensations-temperatur (75°C) der GdFeCo-Schicht. Zum Anderen beträgt die Eindringtiefe des Lasers im polaren Kerrmagnetometer nur etwa 30 nm und kann daher die viel tiefer liegende TbFeCo-Schicht durch die GdFeCo-Maskierungsschicht (Dicke: 80 nm) nicht erreichen. Die Erklärung der Messkurven muss also innerhalb der Schicht selbst zu finden sein.

Zerlegt man die Messung in einen senkrechten und einen in-plane Anteil, so kann man das Verhalten beider Teile praktisch unabhängig voneinander beschreiben und verstehen. Der senkrechte Anteil zeigt sowohl unterhalb wie auch oberhalb der Kompensationstemperatur eine Hysterese, d.h. ein Teil der Schicht ist über den gesamten Temperaturbereich senkrecht ausgerichtet. Unterhalb der Kompensationstemperatur tritt ein zusätzlicher in-plane Anteil auf, der wie bei den anderen Schichtsystemen oberhalb der Kompensationstemperatur verschwindet. Im Gegensatz zu den anderen Schichtsystemen geschieht dies hier nicht in Form eines Anisotropiewechsels, sondern dieser Anteil der Netto-Magnetisierung verschwindet einfach. Obwohl dies in der Anwendung einen deutlichen Einfluss auf das Signal-Rausch-Verhältnis haben sollte, ist dies nicht das Hauptproblem dieses Schichtsystems. Für die Anwendung völlig unbrauchbar wird das System durch den unterhalb der Kompensationstemperatur auftretenden senkrechten Anteil. Die dort auftretende senkrechte Magnetisierung führt dazu, dass bereits unterhalb der Kompensationstemperatur die Magnetisierung kopiert wird, d.h. die Informationen werden nicht maskiert. Damit ist dieses Schichtsystem nicht nur wegen des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses ungeeignet, sondern durch diesen Effekt, der sich nicht von außen kompensieren lässt.

Die Herkunft der gemischten Eigenschaften der GdFeCo-Schicht lassen sich, wie auch schon das Verhalten der TbFeCo-Speicherschicht im Schichtpaket vom Typ C, anhand der Analyse des Wachstumsverhaltens erklären: Während beim direkten Aufwachsen auf das Substrat (Typ B) die Anisotropie der Schicht praktisch vollständig in-plane liegt, wächst sie in diesem Fall auf der Pufferschicht zwar in-plane auf, wird aber nach dem Aufsputtern der TbFeCo-Schicht von dieser durch die magnetische Kopplung in die senkrechte Ausrichtung gezwungen. Hierbei ist dieser Effekt durch die zusätzliche Pufferschicht so stark, dass das senkrechte Verhalten bereits bei Zimmertemperatur von der Kopplung zur TbFeCo-Schicht geprägt wird.

7.2.5 Ergebnisse für GdFeCo/TbFeCo als MSR-System

Jeder Typ von Schichtpaketen zeigt ein individuelles magnetisches Verhalten, welches sich jedoch anhand der Betrachtung des Wachstumsverhaltens und der auftretenden Kopplungen erklären lässt. Das heißt, dass die Wachstumsreihenfolge und vor allem die Schicht, auf der das Wachstum der GdFeCo-Schicht erfolgt, einen deutlichen Einfluss auf das Anisotropieverhalten dieser Schicht hat.
Besonders in den beiden Fällen mit umgekehrter Reihenfolge (erst GdFeCo, dann TbFeCo) zeigt die GdFeCo-Schicht nicht bzw. nur teilweise das erwünschte Verhalten.

Beim direkten Aufwachsen auf das Substrat (Typ B*[Kap. 7.2.2]*) zeigt die Schicht zwar die gewünschte Kompensationstemperatur, aber leider kommt es zu keinem Wechsel der Anisotropierichtung von in-plane zu senkrecht. Die Folgerung daraus ist, dass dieser Typ von Schichtsystem nicht als Modellsystem für MSR-Effekte geeignet ist.
Selbst wenn man eine zusätzliche Pufferschicht auf dem Substrat verwendet (Typ D*[Kap. 7.2.4]*) und dann erst das Schichtsystem darauf aufwächst, ist das System nur bedingt geeignet, da es ein gemischtes Verhalten zwischen in-plane und senkrechter Magnetisierung zeigt. Die GdFeCo-Schicht zeigt zwar den Anisotropiewechsel bei der Kompensationstemperatur, wird aber bereits bei niedrigen Temperaturen zusätzlich zur eigenen in-plane Vorzugsrichtung teilweise senkrecht ausgerichtet. D.h. bereits unterhalb der Kompensationstemperatur treten senkrechte Signale auf, die dazu führen, dass dieses Schichtsystem ebenfalls für den MSR-Effekt ungeeignet ist. Für Untersuchungen im Labormaßstab ist es jedoch immer noch möglich, dieses Verhalten zu interpretieren bzw. mathematisch zu eliminieren.
Ein geeignetes Schichtsystem findet sich im Typ C*[Kap. 7.2.3]*: Zum Einen zeigt die TbFeCo-Speicherschicht hierbei ein ausreichendes senkrechtes Verhalten, zum Anderen verhält sich auch die Maskierungsschicht wie gewünscht: In der Nähe der Zimmertemperatur tritt keinerlei senkrechte Magnetisierung auf, bei erhöhten Temperaturen startet die Kopplung und es kommt zum Kopieren der Informationen aus der Speicherschicht. Desweiteren zeigt sie den erwünschten Anisotropiewechsel bei der Kompensationstemperatur, so dass oberhalb der Kompensationstemperatur eine senkrechte Hysterese in der richtigen Richtung auftritt. Dieses Schichtpaket wäre für die Untersuchung von MSR-Effekten geeignet, für die Anwendung würden in diesem Fall die nicht ganz perfekt senkrecht ausgerichteten Hysteresen das Signal-Rausch-Verhältnis nur wenig stören.
Die besten Ergebnisse erhält man mit dem einfachsten System (Typ A*[Kap. 7.2.1]*), hier treten auch alle gewünschten Eigenschaften der Schichten bzw. der Magnetisierungen auf: Die Speicherschicht ist senkrecht magnetisiert, die Koerzitivfeldstärke nimmt mit steigender Temperatur ab und es treten keinerlei in-plane-Anteile in der Speicherschicht auf. Die Maskierungsschicht zeigt bei Zimmertemperatur ein fast perfektes in-plane-Verhalten, es treten nur sehr geringe senkrechte Anteile auf. Bei erhöhten Temperaturen kommt dann der Wechsel zu senkrechter Anisotropie, und oberhalb der Kompensationstemperatur zeigt die Maskierungsschicht eine perfekte senkrechte Hysteresekurve.

Somit kann man das Fazit ziehen, dass sich das einfachste System auch als das Beste herausgestellt hat um daran den MSR-Effekt und die dazu nötigen Schichteigenschaften im Labor zu untersuchen. Nur leider ist diese einfache Schichtreihenfolge nicht immer einzuhalten, wie z.B. im folgenden Kapitel. Dort werden Granatschichten als Ausleseschicht verwendet, diese werden bei so hohen Temperaturen hergestellt, dass sie zuerst auf das Substrat aufgebracht werden müssen, da RE/TM-Schichten diese Behandlung nicht überstehen würden. Dies zwingt uns also dazu das RE/TM-Schichtsystem später in der „falschen“ Reihenfolge (entsprechend Typ B) aufzubringen.

7.3 Kerr-Mikroskop-Untersuchungen an GdFeCo/TbFeCo-Doppelschichten

Nachdem im vorangegangen Teil des Kapitels die ideale Schichtstruktur bestimmt wurde, wird die entsprechende Probe im Folgenden mit Hilfe des Kerr-Mikroskops betrachtet. Hierbei wird besonders das Ummagnetisierungsverhalten und der Vergleich der Strukturen in Speicherschicht (TbFeCo) und Ausleseschicht (GdFeCo) untersucht.

7.3.1 Schichtstruktur der untersuchten Schicht

Für diese Untersuchungen wurde ein Schichtpaket vom Typ A verwendet, d.h. die Speicherschicht wurde direkt auf das Substrat aufgebracht. Als zweite Schicht wurde dann eine Ausleseschicht aufgesputtert. Das ganze System wurde dann mit einer Abdeckschicht geschützt. Um das System mit dem Kerr-Mikroskop betrachten zu können, wurden die Kompensationstemperaturen der Schichten an die Möglichkeiten des Mikroskops angepasst:
Die Speicherschicht wurde als TbFeCo-Legierung dargestellt, deren Zusammensetzung (besser: Herstellungsparameter) wurde so gewählt, dass es sich um eine etwa 90 nm dicke Legierungsschicht mit einer Kompensationstemperatur von 75°C handelt (Argonfluss 60 sccm; RF-Potential 1.3 kV). Die etwa 80 nm dicke Ausleseschicht wird aus einer GdFeCo-Legierung hergestellt, deren Herstellungsbedingungen eine Kompensations- bzw. Ummagnetisierungstemperatur von etwa 55°C erwarten lassen (Argonfluss mit 80 sccm; RF-Potential 1.3 kV). Die 30 nm dicke Abdeckschicht aus SiN wird mit den gleichen Parametern hergestellt, wie auch bei allen Schichtsystemen (Si_3N_4 bei 80 sccm Argon; 18.8 sccm Stickstoff; 1.2 kV RF-Potential).

7.3.2 Domänenbeobachtung und Interpretation

Die Domänen wurden durch einen sogenannten „Minor-Loop“ erzeugt. Hierzu wurde die Schicht vorab in der negativen Richtung gesättigt (in Abb. 7.4 bedeutet dies, das Bild wäre schwarz), danach wurde das externe Magnetfeld in positiver Richtung langsam erhöht, bis Domänen erkennbar werden. In Regelfall liegt der Wert des externen Magnetfeldes zwischen 75% und 90% der Sättigungsfeldstärke. Die Schleife („Loop“) wird dadurch komplett, dass die Schicht abschließend in den feldfreien Zustand gebracht wird, d.h. in die Remanenz. Alle folgenden Bilder sind mit dieser Methode aufgenommen.
Aufgrund des Aufbaus des Schichtpaketes erfolgt die Beobachtung der Domänen in der TbFeCo-Speicherschicht „von unten“, d.h. durch das Substrat. Durch die dabei an der Substrat-TbFeCo-Grenzschicht auftretenden in-plane Effekte *[vgl. 7.2.3]* sind die Bilder etwas unscharf. Die Domänenstruktur in der GdFeCo-Schicht wurde nicht durch das dicke Substrat sondern durch die dünnere SiN-Abdeckschicht aufgenommen, sie sind daher deutlich schärfer. Von beiden Schichten wurden jeweils zwei Bilder aufgenommen: Das erste bei Zimmertemperatur (jeweils auf der linke Seite)*[Abb.7.4 links][Abb. 7.5 links]* und ein weiteres bei erhöhter Temperatur von etwa 70°C (auf der rechten Seite)*[Abb.7.4 rechts][Abb. 7.5 rechts]*.

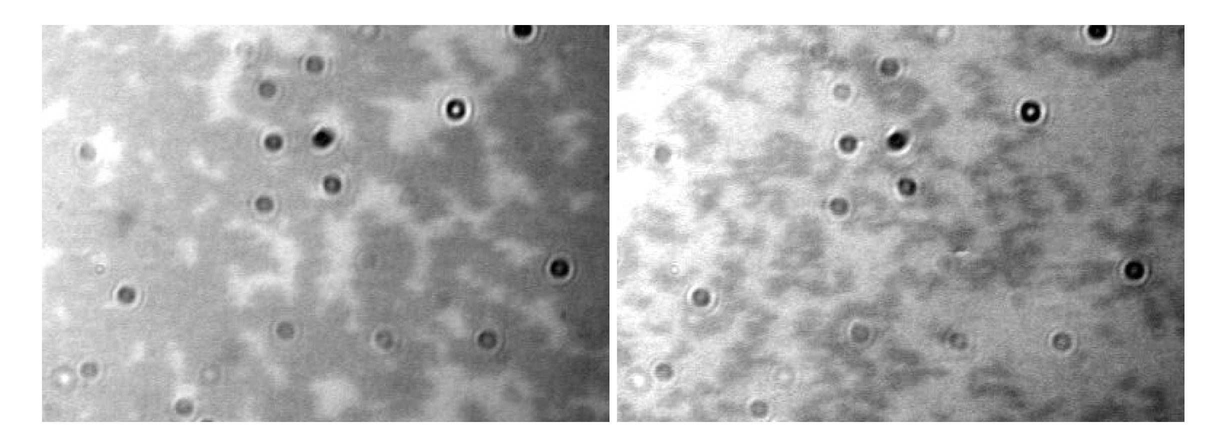


Abb. 7.4: Domänenstruktur der TbFeCo-Schicht in einer TbFeCo/GdFeCo-Doppelschicht. Die Messungen bei Zimmertemperatur (links) bzw. bei etwa 60°C (rechts) lassen Domänen von sehr ähnlicher Form erkennen. In der Größe unterscheiden sich die Domänen durch die veränderte Koerzitivfeldstärke jedoch nur geringfügig.

Anhand der Mikroskop-Bilder*[Abb. 7.4]* lässt sich das Verhalten der TbFeCo-Speicherschicht analysieren: Die Einstellung des Mikroskops (senkrechte Geometrie) und der deutliche hell-dunkel Kontrast in beiden Bildern zeigt, dass die Schicht ebenfalls eine senkrechte Ausrichtung bevorzugt. Da die Justage des Mikroskops für jede Aufnahme (besonders bei der Änderung der Temperatur der Probe und des Probenhalters) neu vorgenommen werden muss, ist die Magnetisierungsrichtung im rechten Bild invertiert zum linken Bild dargestellt. Die „eingeschriebenen“ Domänen sind also links in „weiß“ auf „schwarz“ zu sehen, während man sie rechts „schwarz“ auf „weiß“ betrachten muss. Beachtet man diese Vorgabe, so erkennt man, dass die Größe, Form und Verteilung der Hysteresen in beiden Fällen etwa gleich ist. Dies lässt darauf schließen, dass sich der magnetische Zustand (insbesondere die Magnetisierung und die Koerzitivfeldstärke) der Schicht trotz einer Temperaturerhöhung um etwa 50K nicht verändert hat. Dieser „optische“ Befund lässt sich mit den Messungen und Ergebnissen am Kerr-Magnetometer in Einklang bringen. Im entsprechenden Abschnitt dieses Kapitels*[Kap. 7.2.2]* wurde bereits anhand der Hysteresekurven*[Abb. 7.2 links]* festgestellt, dass die Eigenschaften der Speicherschicht über den gesamten vermessenen Temperaturbereich (24°C bis 100°C) nahezu stabil sind.

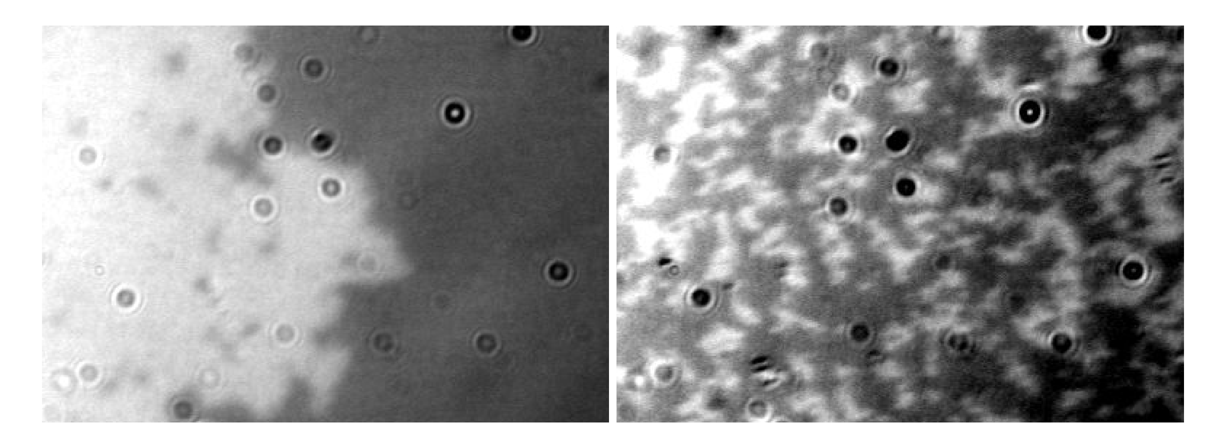


Abb. 7.5: Die Domänenstruktur der GdFeCo-Schicht. Die Schicht zeigt bei Zimmertemperatur (links) große, kontrastarme Domänen, während bei der erhöhten Temperatur (rechts) eine Domänenstruktur auftritt, die das Kopieren der magnetischen Struktur aus der TbFeCo-Schicht bestätigt.

Bei den Bildern der GdFeCo-Maskierungsschicht zeigen sich in Abhängigkeit der Temperatur nur Unterschiede in der Domänenstruktur. Bei niedriger Temperatur*[Abb. 7.5 links]* ist nur eine zusammenhängende Domäne zu erkennen, deren Kontrast so gering ist, dass er im Bild noch zusätzlich angehoben werden musste. Vor allem der schwache Kontrast spricht dafür, dass die Schicht hauptsächlich eine in-plane Magnetisierung aufweist. Die großflächige Struktur zeigt außerdem eindeutig, dass keine Kopplung zur darunter liegenden Speicherschicht auftritt.
Wird die Temperatur bis oberhalb des Kompensationspunktes erhöht*[Abb. 7.5 rechts]*, so tritt plötzlich eine vollkommen veränderte Struktur auf: der Kontrast steigt deutlich an und die Größe und Form der Domänen ändert sich ebenfalls signifikant. Der gesteigerte Kontrast ist in diesem Fall das Indiz dafür, dass die Magnetisierung senkrecht ausgerichtet ist. Die Größe, die Verteilung und die Form der einzelnen Domänen stimmt praktisch mit denselben Größen bei den Aufnahmen der TbFeCo-Speicherschicht*[Abb. 7.4. rechts]* überein. D.h. im Fall der erhöhten Temperatur tritt eine Kopplung der GdFeCo-Schicht an die TbFeCo-Schicht auf. Auch diese Interpretation der Bilder deckt sich mit den Erfahrungen aus den Untersuchungen mit dem Kerr-Magnetometer*[Kap. 7.2.2; Abb. 7.2 rechts]*. Dort wurde das in-plane Verhalten der Schicht bei Zimmertemperatur nachgewiesen, ebenso wie der Anisotropiewechsel zur senkrechten Magnetisierung bei der erhöhten Temperatur. Dass dieses Verhalten durch die Kopplung der Maskierungsschicht an die Speicherschicht erfolgt, wurde bisher „nur“ anhand der Identität der Koerzitivfeldstärke in den TbFeCo- und GdFeCo-Hysteresekurven belegt. Die Mikroskop-Bilder liefern nun zusätzlich Aussagen über die Größe, Form und Verteilung der Domänen. Diese Daten können zwar nicht mathematisch in Zahlen gefasst werden, aber durch den direkten, optischen Vergleich der Bilder von GdFeCo- und TbFeCo-Schicht ist mit Hilfe der Untersuchungen am Kerr-Mikroskop ein deutliches Indiz für das temperaturabhängige Auftreten der magnetischen Kopplung hinzu gekommen.

7.4 Zusammenfassung

Anhand der Untersuchungen in diesem Kapitel wurde gezeigt, unter welchen Bedingungen ein Kopplungsverhalten erzielt werden kann, wie es für den Aufbau eines MSR-/ MAMMOS-Schichtsystems aus TbFeCo- und GdFeCo-Schichten nötig ist. Neben den Sputterparametern der einzelnen Schichten spielt vor allem die Herstellungsreihenfolge der Schichten eine besondere Rolle. Für die Kopplung stellen sich zwei wesentliche Bedingungen: Die senkrechte Anisotropie innerhalb der TbFeCo-Schicht und der temperaturabhängige Anisotropiewechsel der GdFeCo-Schicht.
Die erste Bedingung, die senkrechte Anisotropie der Speicherschicht, wird von allen hergestellten Schichtsystemen ausreichend erfüllt. Die Hysteresekurven wurden prinzipbedingt von der dem GdFeCo abgewandten Seite gemessen. Die auf dieser Seite vorhandenen Grenzflächen beeinflussen die ersten Lagen der TbFeCo-Schicht und verursachen dadurch geringe Unterschiede in der Kurvenform. Da dies jedoch die Seite der TbFeCo-Schicht ist, die von der GdFeCo-Schicht abgewandt ist, sind diese Effekte im Weiteren vernachlässigbar.
In der GdFeCo-Schicht konnte der Anisotropiewechsel von in-plane zu senkrecht in den Schichten nachgewiesen werden, wo die GdFeCo-Schicht auf der TbFeCo-Schicht aufwächst (Typ A bzw. Typ C). In beiden Fällen ist der Anisotropiewechsel nicht direkt an die Kompensationstemperatur gekoppelt, sondern geht im Bereich um diese Temperatur fließend vonstatten. Im Schichtsystem, wo die GdFeCo-Schicht direkt auf dem Substrat aufwächst

(Typ B), zeigt die Schicht sowohl unter- wie auch oberhalb der Kompensationstemperatur eine in-plane Ausrichtung der Magnetisierung, während beim Schichtsystem vom Typ D, wo die GdFeCo-Schicht auf der SiN-Schicht aufwächst, die senkrechte Anisotropie im gesamten Temperaturbereich gleichmäßig schwach auftritt und nur der in-plane Anteil der Magnetisierung mit steigender Temperatur nachlässt.
Für die Eignung der GdFeCo-Schicht als Maskierungsschicht in einem MSR-System lässt sich zusammenfassend sagen, dass dies möglich ist, solange die Schicht direkt auf der TbFeCo-Schicht oder einer anderen, magnetischen RE/TM-Schicht aufwächst. In einem MAMMOS-System, das aus einem Drei-Schicht-System aus Speicher-, Maskierungs- und Domänenexpansionsschicht besteht, ist die GdFeCo-Schicht daher für die beiden letztgenannten Schichten geeignet.
Eine Alternative zum MAMMOS-System aus drei RE/TM-Legierungen bietet die Kombination eines TbFeCo-/GdFeCo-Schichtsystems mit einer Granat-Schicht als Expansionsschicht. Dieses Schichtsystem wird im folgenden Kapitel *[Kap. 8]* unter Berücksichtigung der hier gemachten Erkenntnisse entworfen, hergestellt und entsprechend untersucht.

8 YIG-Ausleseschicht

In den Grundlagen*[Kap. 2.1.5]* wurde ein signalverstärkendes Schichtsystem („MAMMOS") vorgestellt, das auf den bereits vorher vorgestellten RE/TM-Legierungen*[Kap. 5-7]* basiert. Eine Alternative hierzu bietet der gemischte Aufbau des Schichtsystems aus zwei RE/TM- und einer Granatschicht. Dieses Schichtsystem baut auf den Schreib- und Speicher-Eigenschaften der RE/TM-Legierungen auf, während für die Auslese-Funktion eine Granatschicht verwendet wird. Beim klassischen Aufbau aus RE/TM-Legierungen erfolgt das Auslesen mit dem polaren Kerr-Effekt. Dies ist ein Oberflächen-Effekt, der ein schwaches Signal-Rausch-Verhältnis zur Folge hat. Die optisch transparente Granatschicht wird mit Hilfe des Faraday-Effektes ausgelesen, bei dem es sich um einen Transmissions-Effekt handelt. Dies führt dazu, dass das Signal über das gesamte Volumen der Schicht abfällt und das Signal-Rausch-Verhältnis stark verbessert wird. Als Motivation hierfür wurde bereits in Kapitel 4*[Kap. 4.6]* ein Modellsystem angeführt, das im Abschnitt 8.2.2 noch einmal im Detail dargestellt wird.
Zuvor wird im ersten Abschnitt dieses Kapitels*[Kap. 8.1]* auf die Grundlagen der Herstellung und Substitution von Yttrium-Eisen-Granat-Schichten eingegangen. Im zweiten Teil*[Kap. 8.2]* werden die Granat-Schichten im Hinblick auf die erreichbare Faraday-Drehung untersucht (Bi-Anteil). Danach*[Kap. 8.3]* wird die erwünschte magnetische Anisotropie (Al-Anteil) überprüft und daran anschließend die magnetisch optimale Zusammensetzung der Granat-Schicht (beide Anteile)*[Kap. 8.4]* bestimmt. Im vierten Abschnitt*[Kap. 8.4]* folgt dann die Untersuchung von gemischten Schichtsystemen aus RE/TM-Schichten und Granat, bevor im abschließend*[Kap. 8.5]* die Ergebnisse für die Verwendung der YIG-Schicht als Ausleseschicht diskutiert werden.

8.1 Bi- und Al-Substitution von YIG-Schichten

Yttrium-Eisen-Granat bildet eine kristalline, magnetische Schicht, deren Vorzugsrichtung in der Ebene (in-plane) liegt. Substituiert man Yttrium mit Wismut, so erhält man einen magnetischen Kristall mit sehr hohen Drehungen beim Faraday-Effekt*[Song97]*. Diese Substitution mit Wismut kann sich in einem Bereich von 0% - 80% des Yttriums abspielen, in chemischer Form drückt man dies durch den Wismut-Anteil (X) in der Summenformel aus:

(8.1) $$Bi_X Y_{3-X} Fe_5 O_{12} \qquad X = 0...2,4 .$$

Um die Vorzugsrichtung in die senkrechte Richtung zu drehen, nutzt man eine andere Substitution: man substituiert bis zu 50% des Eisens mit Aluminium*[Park01]*. Der Aluminium-Anteil wird im Folgenden in chemischen Formeleinheiten angegeben (Y):

(8.2) $$Y_3 Fe_{5-Y} Al_Y O_{12} \qquad Y = 0...1,5 .$$

In der Kombination beider Substitutionen lassen sich Granat-Schichten herstellen, die sowohl eine senkrechte magnetische Anisotropie wie auch eine hohe Faraday-Drehung zeigen. Diese Schichten werden im Allgemeinen als Bi,Al-YIG bezeichnet, sie gehorchen folgender Summenformel:

(8.3) $$Bi_X Y_{3-X} Fe_{5-Y} Al_Y O_{12} \qquad \begin{matrix} X=0...2,4 \\ Y=0...1,5 \end{matrix} .$$

Da sowohl durch die Wismut-Substitution (8.1) als auch die Aluminium-Substitution (8.2) der Aufbau des Kristallgitters beeinflusst wird, entstehen oft keine phasenreinen Granat-Schichten, sondern es treten verschiedene Nebenphasen*[Redh01]* auf. Dies ist unabhängig davon, ob es sich um einkristalline Schichten handelt, die mit dem LPE-Verfahren gezüchtet wurden, oder ob man polykristalline Schichten aus dem nasschemischen Sol-Gel-Verfahren verwendet. Die Entstehung dieser Phasen hängt natürlich nicht nur von der Zusammensetzung der Ausgangsmaterialien ab, sondern auch ganz entscheidend von der jeweiligen Prozessführung. Im Rahmen einer Zusammenarbeit mit dem ISC (Institut für Silikatforschung, Würzburg) wurden dort verschiedene Möglichkeiten der Prozessführung untersucht. Die Herstellung der Granatschicht im Sol-Gel-Verfahren wird ausführlich in der Dissertation von Thomas Leidlo*[Lei02]* beschrieben. Als eines der wesentlichen Kriterien beschreibt er die thermische Behandlung nach dem Aufschleudern des Soles. Die optimale Prozessführung ist im Falle der Bi,Al-YIG-Schichten zweistufig: Zzuerst wird die Schicht für ca. 20 min bei einer Temperatur von 400°C gehalten, so dass alle organischen Bestandteile verdampft sind, danach wird die Schicht zur Formierung der (kristallischen) Granat-Phase noch einmal für mindestens 5 min bei 700°C ausgelagert*[Lei01]*. Mit Hilfe dieses Sol-Gel-Verfahrens in zweistufiger Prozessführung wurden die im weiteren verwendeten Proben hergestellt. Zuerst wird nun der Einfluss der Bi-Substitution*[Kap. 8.2]* untersucht, bevor an doppelt substituierten Proben*[Kap. 8.3]* der Einfluss der Al-Substitution betrachtet wird.

8.2 Verhalten der “nur” Bi-substituierten YIG-Schicht

8.2.1 Faraday-Rotation im Vergleich mit einkristallinen Proben

Eine steigende Substitution des Yttriums sollte laut Stadler*[Stad97]* dazu führen, dass die Faraday-Drehung deutlich ansteigt, dies wurde von Stadler an einkristallin auf MgO bzw. GGG[1] hergestellten Ce-YIG-Schichten gezeigt. Bei der Substitution des schwereren Wismuts anstelle des Cer wurde ein ähnliches Verhalten erwartet:

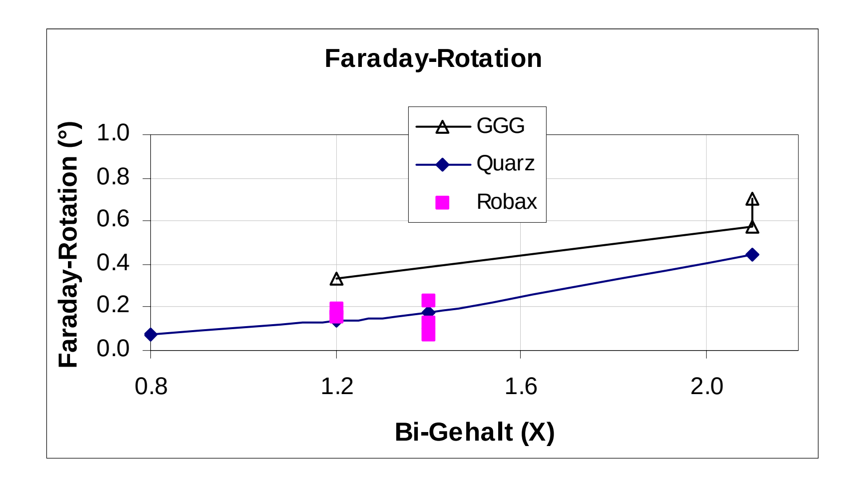


Abb. 8.1: Messung der Faraday-Rotation in Abhängigkeit von der Wismut-Substitution (in Formeleinheiten) und dem verwendeten Substrat. Die Faraday-Rotation in der Ebene steigt mit dem Wismut-Gehalt deutlich an. Eine weitere Steigerung erhält man, wenn das auch für einkristalline Schichten verwendete GGG-Substrat benutzt wird.

[1] GGG: einkristallines Substrat mit Granat-Struktur. Die chemische Zusammensetzung lautet $Gd_3Ga_5O_{12}$, daher der Name Gadolinium-Gallium-Granat.

Wie bei steigendem Cer-Gehalt konnte auch für steigenden Wismut-Gehalt nachgewiesen werden, dass die Faraday-Rotation mit dem Wismut-Gehalt deutlich ansteigt*[Abb. 8.1]*. Zwischen der Substitution mit 0,8 Formeleinheiten (FE) und der Substitution mit 2 FE Wismut steigt die Drehung um mehr als den Faktor vier an. Desweiteren zeigen die Schichten abhängig vom Substrat ein unterschiedliches Verhalten: Auf ROBAX- (Keramik) und Quarzglas-Substraten wird eine Faraday-Rotation gemessen, die etwa um den Faktor 2 unterhalb derjenigen liegt, die am Granat auf dem GGG-Substrat gemessen wird. Auf allen drei Substraten wird jedoch eine Faraday-Rotation erreicht, die für die spätere Anwendung gute Verstärkungen verspricht. Der Unterschied im Absolutwert zwischen den Substraten ist durch die unterschiedliche Struktur und Topographie der Substrate zu erklären. Das GGG-Substrat bietet dem Granat eine optimal passende kristallographische Oberflächenstruktur an und führt daher zu einem kristallographisch fast idealen Wachstum. Aus diesem Grund wurden GGG-Substrate unter anderem auch für die Zucht der in dieser Arbeit mehrfach zitierten einkristallinen YIG-Schichten mit LPE*[zB. Stad97, Zho93]* verwendet. Im Gegensatz dazu bietet Quarzglas eine glatte Oberfläche an, auf der sich die optimale Struktur selbstständig einstellen muss, was dazu führt, dass die Ordnung der Kristallite auf der Oberfläche nicht ganz so hoch ist. Die Keramik (ROBAX) hat ebenfalls eine kristallographische Oberflächenstruktur, allerdings entspricht diese nicht ganz der Kristallstruktur von Granat. Durch diesen Mismatch entsteht ebenfalls ein nicht ganz idealer Wachstumsmodus der Granatschicht. Andere Materialien, wie etwa das für die RE/TM-Schichten verwendete Floatglas oder der für industriell gefertigte MO-Disks verwendete Kunststoff (PET), haben nicht die notwendige Temperaturstabilität, um den zweistufigen Sol-Gel-Prozesses bei der Herstellung der Granate zu überstehen.

8.2.2 Bi-YIG-Schicht als Ausleseschicht

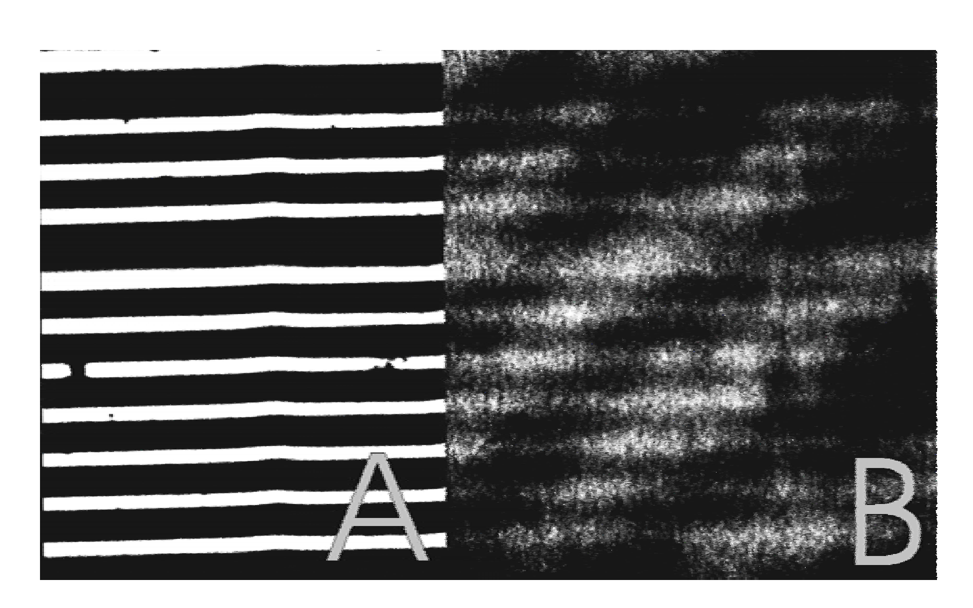


Abb. 8.2: Test-Experiment zum Auslesen von Domänen aus einer Kreditkarte, hierzu wurde auf eine in-plane magnetisierte Kreditkarte eine YIG-Schicht lose aufgelegt und unter dem Polarisationsmikroskop betrachtet. Das Ergebnis (A) für eine einkristalline Bi-YIG-Schicht und (B) für eine polykristalline Bi-YIG-Schicht.

Mit Hilfe dieser in-plane magnetisierten Schichten sind die Bilder der Abbildung 8.2 entstanden, die auch schon in Kapitel 4.6 als Motivation angeführt wurden. Auf den Magnetstreifen einer Kreditkarte wurde zuerst eine einkristalline, mit LPE gewachsene Bi-YIG-Schicht aufgelegt, später dann eine polykristalline Bi-YIG-Schicht aus dem zweistufigen

Sol-Gel-Verfahren. Mit Hilfe eines Polarisationsmikroskops wurden dann Fotos der Domänenstruktur in den Granat-Schichten aufgenommen. In der einkristallin gewachsenen Schicht (linker Teil der Abb.) spiegeln sich die Domänen des Magnetstreifens deutlich wieder. Der Granat übernimmt die magnetische Struktur der darunter liegenden Kreditkarte. Die polykristalline Schicht (rechter Teil der Abb.) lässt die Struktur der Kreditkarte zwar erahnen, aber ein hohes Kontrastverhältnis, wie es zum Auslesen der Information benötigt würde, konnte mit diesen einfach aufgebauten Schichten nicht realisiert werden. Neben deren polykristalliner Struktur spielt es auch eine Rolle, dass die Koerzitivfeldstärke der Sol-Gel-Schicht mit ca. 20 kA/m deutlich oberhalb der Koerzitivtät der LPE-Schicht (ca. 5..7 kA/m) liegt. Daher wird zum Ummagnetisieren der Sol-Gel-Schicht ein größeres Streufeld benötigt als für die LPE-Schicht. Anhand dieser Ergebnisse kann man erkennen, dass sowohl die Koerzitivfeldstärke wie auch die Kristallitgröße noch weiter verringert werden müssen. Da für die Anwendung noch weitere Eigenschaften benötigt werden, wird die Anpassung der Koerzitivität jedoch aufgeschoben, bis unter anderem auch die Anisotropie-Eigenschaften der substituierten Schichten geklärt sind.

8.3 Eigenschaften der Bi- und Al-substituierten YIG-Schichten

Für die Verwendung der Granat-Schichten als Auslese-Schichten in einem magneto-optischen Schichtsystem benötigt man zusätzlich noch die Eigenschaft der senkrechten Anisotropie. Wie bereits im ersten Teil des Kapitels*[Kap. 8.1]* dargestellt, erreicht man dies durch Substitution des Eisens mit Aluminium. Die magnetischen Eigenschaften von einkristallinen, Bi- und Al-substituierten Granatschichten sind aus der Literatur bekannt: So wurde bereits 1993 von Zhou et al.*[Zho93]* an epitaktischen Schichten auf GGG (Gadolinium-Gallium-Granat) festgestellt, dass die Anisotropie vom Fe-Anteil bzw. der Al-Substitution abhängt. Ab einer Substitution von etwa einer Formeleinheit Al (Y=1.0) wurde dabei senkrechte Anisotropie erreicht. In derselben Arbeit wurde ebenso festgestellt, dass die Koerzitivfeldstärke abhängig vom Fe-Anteil abnimmt bzw. in unserer Nomenklatur, dass die Koerzitivfeldstärke mit der Al-Substitution steigt.

8.3.1 Magnetische Anisotropie (Al-Substitution)

In unserem Fall wurden zur Untersuchung der Anisotropie Granatschichten mit einer Aluminium-Substitution (Y) zwischen 0 und 1.6 Formeleinheiten hergestellt, wobei die

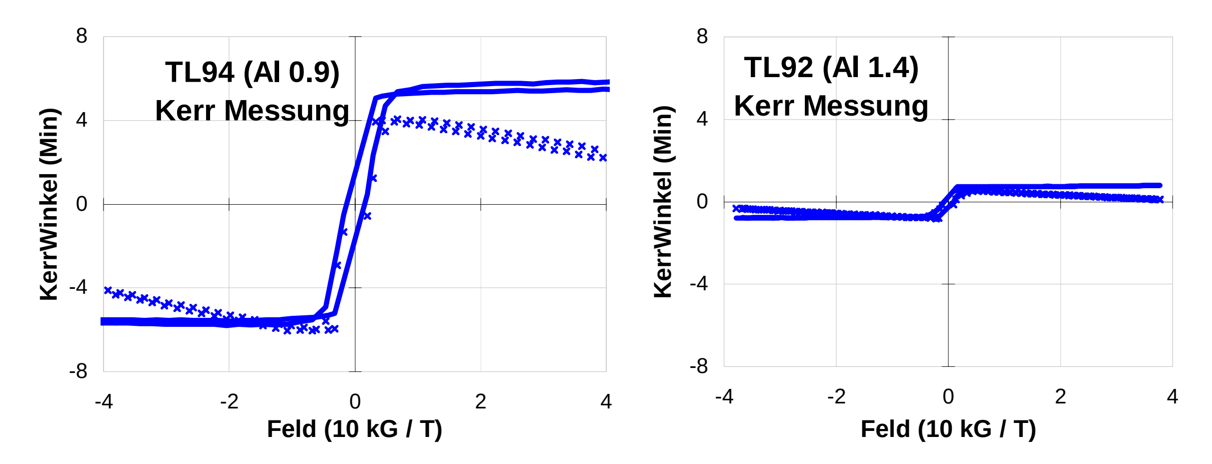


Abb. 8.3: Überprüfung der senkrechten Anisotropie durch Messung des polaren Faraday-Effekts an Al,Bi-YIG-Schichten mit verschiedenen Bi- und Al-Anteilen. Dargestellt sind jeweils die Rohmessung (X) und die korrigierte Messung (-) ohne den diamagnetischen Anteil des Glassubstrates.

Wismut-Substitution (X) im Bereich von 1.0 bis 1.2 Formeleinheiten nur geringfügig variierte. Bei diesen Schichten erhält man ab der Substitution etwa einer Formeleinheit Aluminium (genauer: ab Y=0.9) Schichten mit einer senkrecht zur Ebene stehenden Vorzugsrichtung. Dies lässt sich durch das Auftreten einer rechteckigen Hysteresekurve (vgl. Kap. 2.5.2) bei den Untersuchungen des Faraday-Effekts in senkrechter Geometrie nachweisen*[Abb. 8.3]*. Die senkrechte Anisotropie lässt sich bis zu einer Al-Substitution von Y=1.4 FE nachweisen, die für den chemischen Prozess das Maximum an Substitution darstellt. Für die weitere Verwendung wird eine Al-Substitution von Y=1.2 FE festgelegt. Dies ergibt sich als Mittelwert zwischen der unteren Grenze von 0.9 FE, bei der die Anisotropie verschwindet und der oberen Grenze von Y=1.4 FE, ab der sich keine stabile Granatphase mehr ausbildet.

8.3.2 Faraday-Drehung (Bi-Substitution)

In der Veröffentlichung von Stadler werden nur Schichten mit einer Bi-Substitution von max. 40% (dies entspricht in unserer Nomenklatur X=1.2) untersucht, so dass das Verhalten für höhere Substitutionen aus der Literatur unbekannt ist. Dies liegt vor allem daran, dass sich einkristalline LPE-Schichten nur bis zu einer Wismut-Substitution von X=1.4 FE herzustellen lassen*[Stad97]*. Im Gegensatz dazu wurde mit dem Sol-Gel-Verfahren sogar eine Bi-Substitutionen von bis zu X=2.1 FE erreicht, was eine deutlich erweiterte Analyse zulässt.
Die Messungen der Faraday-Drehung an diesen Schichten bestätigen das für niedrige Substitutionen entsprechend der Literatur erwartete Anwachsen der Faraday-Rotation. Entgegen den in der oben angeführten Literatur geäußerten Vermutungen wächst die Faraday-Rotation mit steigendem Bi-Gehalt (X) nicht nur linear, sondern nahezu exponentiell an. Dies konnte durch die Verwendung der Sol-Gel-Granate anhand der Untersuchungen von Leidlo*[Leid00]* im Rahmen dieses Projektes nachgewiesen werden.*[Abb. 8.5, Faraday-Rot.]*.

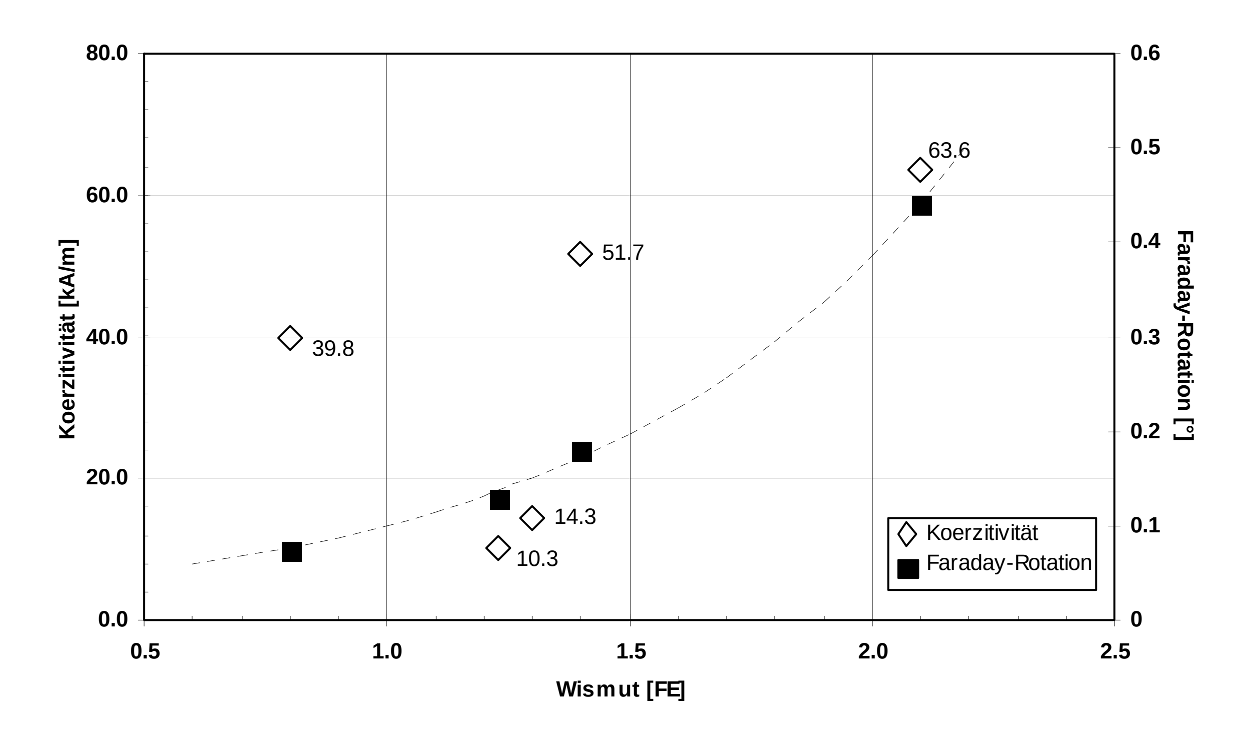


Abb. 8.4: Bei fester Al-Substitution (hier: Y=1.2 FE) steigt die Faraday-Rotation (■) mit der Bi-Substitution (X= 0.8..2.1 FE) exponentiell an, während die Koerzitivfeldstärke (◊) bei einer Bi-Substitution von etwa X=1.2 FE ein Minimum zeigt.

Bei hohen Substitutionen tritt als weiterer Effekt auf, dass die Koerzitivfeldstärke ebenfalls wieder stark ansteigt*[Abb. 8.4, Koerzitivität]*. Infolge dessen sind die hoch-substituierten Granat-Schichten für eine Anwendung als Ausleseschicht ungeeignet. Nur bei einer Bi-Substitution von etwa 40% (X≈1.2 FE), wo die Koerzitivfeldstärke mit einem Wert von etwa 10 kA/m ein Minimum zeigt, sind die Schichten geeignet, um in den angestrebten Mehr-Schicht-Systemen eine Kopplung der Granatschicht an die RE/TM-Schichten zu erreichen*[vgl. Kap. 8.2]*.
Während zur grundlegenden Verifizierung des Verhaltens bei Bi-Substitutionen oberhalb von X=1.4 FE weitere Experimente nötig sind, sind für die in dieser Arbeit verwendeten Schichten die Ergebnisse im Bereich der niedrigen Substitutionen ausreichend, besonders da sich diese mit den Literaturdaten verifizieren lassen. Für die Verwendung der Granat-Schichten als magnetische Verstärkerschichten lässt sich daher eine optimale Bi-Substitution von X=1.2 FE (±0.1 FE) bestimmen.

8.3.3 Kristallstruktur (Al- und Bi-Substitution)

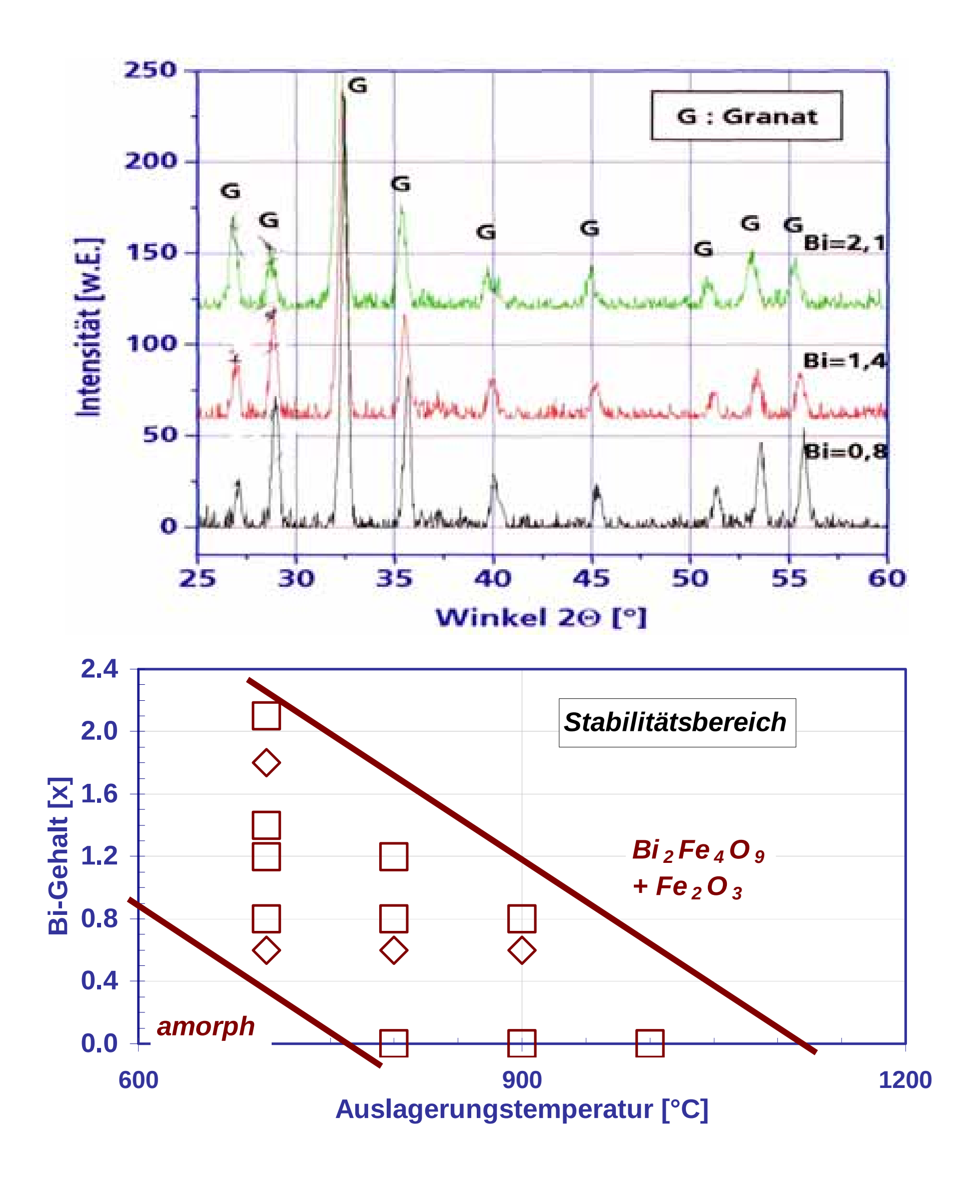


Abb. 8.6: Stabilität und Auftreten der Granatphase bei Bi-Al-YIG-Schichten mit festem Al-Anteil (y=1,2). Die Stabilität und die Nebenphasen wurden über XRD (Röntgen-Beugung, Abb. oben) ermittelt. Die Schichten wurden entweder über das Sol-Gel-Verfahren (Quadrate) hergestellt oder als Vergleichsexperiment direkt aus Pulver gesintert (Rauten).

Die Kristallstruktur der Sol-Gel-Schichten*[Abb. 8.6 oben]* wird von zwei verschiedenen Parametern beeinflusst: Zum Einen von der Aluminium-Substitution, zum Anderen von der Wismut-Substitution in Zusammenhang mit der Auslagerungstemperatur im zweiten Teil des Herstellungsprozesses*[Kap. 8.1 bzw. Leid02]*.
Wird nur wenig Aluminium substituiert (bis etwa Y=0.8) oder ist die Aluminium-Substitutionen zu hoch (ab etwa Y=1.3), ist es nicht möglich, einen phasenreinen Granat zu erzeugen, die XRD-Messung zeigt neben den Peaks durch das Granat weitere, teilweise nicht reproduzierbare Spitzen. Nur bei einer mittleren Substitution zwischen Y=1.0 und Y=1.2 ist die Bildung einer reinen Granatphase möglich*[Abb. 8.6 oben]*. Dies entspricht dem Bereich der Zusammensetzung, bei der auch die optimale, senkrechte Anisotropie*[Kap. 8.3.1]* auftritt.
Die Auslagerungstemperatur, bei der sich die reine Granatphase bildet, fällt mit dem Wismut-Anteil in den Schichten ab*[Abb. 8.6 unten]*. Bei zu niedrigen Bi-Substitutionen oder zu niedriger Auslagerungstemperatur fällt das Eisen als Eisenoxid (Fe_2O_3) aus und es bildet sich eine amorphe Schicht, die überhaupt keine Granat-Eigenschaften (Granat-Peaks im XRD) zeigt. Wählt man eine zu hohe Auslagerungstemperatur oder eine zu hohe Bi-Substitution, so bildet sich ein zusätzlicher Wismut-Hämatit ($Bi_2Fe_4O_9$), der sich in den XRD-Messungen über zusätzliche Peaks neben denen der Granat-Phase detektieren lässt*[Leid00]*.

8.3.4 Rauigkeit und Kristallitgröße (Bi-Substitution)

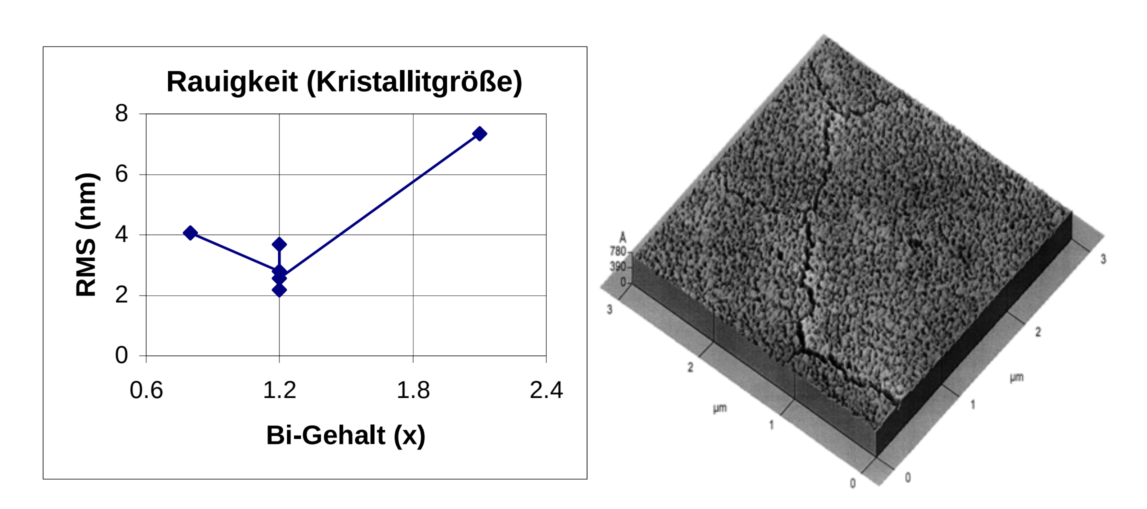


Abb. 8.5: Die Rauigkeit der Schicht steigt mit erhöhtem Bi-Gehalt an (links), es bilden sich größere Kristallite. Desweiteren treten vermehrt Risse in der Oberfläche auf (rechts).

Im Abschnitt über die Faraday-Drehung*[Kap. 8.3.2]* wurde ein Minimum der Koerzitivfeldstärke bei X=1.2 FE festgestellt. Bei einem Wismut-Gehalt von X=1.2 FE lässt sich für denselben Wert ein Minimum der Rauigkeit feststellen*[Abb. 8.5]*. Bei dieser chemischen Zusammensetzung bildet die polykristalline Schicht die kleinsten Kristallite und die wenigsten Risse. Verändert sich der Wismut-Anteil, so wird die Schicht zum Einen deutlich rauer*[Abb. 8.5 links]*, physikalische bedeutet dass, die Kristallite und damit ihr magnetisches Moment werden entsprechend größer. Zum Anderen treten vermehrt Risse in der Schicht auf*[Abb. 8.5 rechts]*, was als Barrikade für die Domänenausbreitung fungiert. Die Kombination aus beiden Effekten führt zu einer Erhöhung der Koerzitivfeldstärke.
Eine Rauigkeit von 2..3 nm an der Grenzfläche zur RE/TM-Schicht sollte auf die Funktion als magneto-optische Ausleseschicht keinen Einfluss haben, da innerhalb der reinen RE/TM-Schichtsysteme*[Kap. 7]* ähnliche Rauigkeiten auftreten.

Die auftretenden Risse, die teilweise eine Breite von 50 nm zeigen, sind jedoch für die Anwendung als Ausleseschicht nicht tolerierbar. Um die prinzipielle Tauglichkeit oder Untauglichkeit der Schichten zu bestimmen, kann man vorläufig die Eigenschaften lokal auf den Schollen (also auf den Flächen zwischen den Rissen) betrachten.

8.3.5 Bi-Al-YIG-Schichten als Ausleseschicht

Die Experimente in Zusammenarbeit mit Leidlo *[Leid00, Leid02]* zeigen, dass die zweifach substituierten Sol-Gel-Granate im Hinblick auf die Anwendung als Ausleseschicht in MO-Schichtsystemen optimiert werden können. Die nötigen magnetischen und chemischen Eigenschaften können erreicht werden, wenn die Herstellungsbedingungen mit einer Bi-Substitution von X=1.2, einer Aluminium-Substitution von Y=1.2 FE und die zweistufige Prozessführung mit optimierter Temperaturbehandlung bei 700°C festgelegt werden. In diesem Fall entstehen phasenreine Bi,Al-YIG-Schichten mit senkrechter Anisotropie, niedriger Koerzitivfeldstärke und einer polykristallinen Struktur mit ausreichend geringer Oberflächen-Rauigkeit. Der Nachteil dieser Schichten ist vor allem die zerklüftete Oberflächenstruktur, deren Entstehung durch weitere (über den Rahmen des vorliegenden Projektes hinausgehende) Experimente an den Sol-Gel-Granaten geklärt werden muss.

8.4 Doppelschichten mit RE/TM und YIG

Die Eignung der im vorherigen Abschnitt diskutierten Bi-Al-YIG-Schichten als Ausleseschicht in einem magneto-optischen Schichtsystem soll im Folgenden anhand einer einfachen Doppelschichtstruktur aus RE/TM-Schicht und einer solchen YIG-Schicht untersucht werden.
Als magneto-optische Speicherschicht wird eine TbFeCo-Schicht eingesetzt, deren Kompensationstemperatur bei etwa 50°C liegt (in Kapitel 5 wurden hierfür die Herstellungsparameter mit einem Ar-Fluss von 60sccm und einem DC-Potential von 1.3kV bestimmt). Aufgrund der im Abschnitt 8.3 gewonnenen Erkenntnisse wird eine Granat-Schichten mit einer Substitution von X=1,2; Y=1,2 verwendet, was einer chemischen Zusammensetzung des Granates von $Bi_{1.2}Y_{1.8}Fe_{3.8}Al_{1.2}O_{12}$ entspricht.

Bei den Doppelschichten wurden als Basis zunächst Bi-Al-YIG-Schichten auf keramischen ROBAX-Subtraten hergestellt. Hierbei werden sowohl eine Schicht mit einfacher Beschichtung (TL83, 1x), wie auch Schichten mit doppelter (TL84, 2x) und vierfacher Beschichtung (TL85, 4x) hergestellt. Auf diese Schichten wurde dann in Kassel mit dem RF-Sputterverfahren*[Kap. 2.3]* jeweils eine 100 nm dicke TbFeCo-Speicherschicht aufgebracht. Abschließend wird das Schichtsystem mit Silizium-Nitrit als Schutzschicht abgedeckt. Im Folgenden werden die strukturellen und magnetischen Eigenschaften dieser Doppelschichten untersucht und diskutiert.

8.4.1 Strukturelle Eigenschaften der Doppelschichten

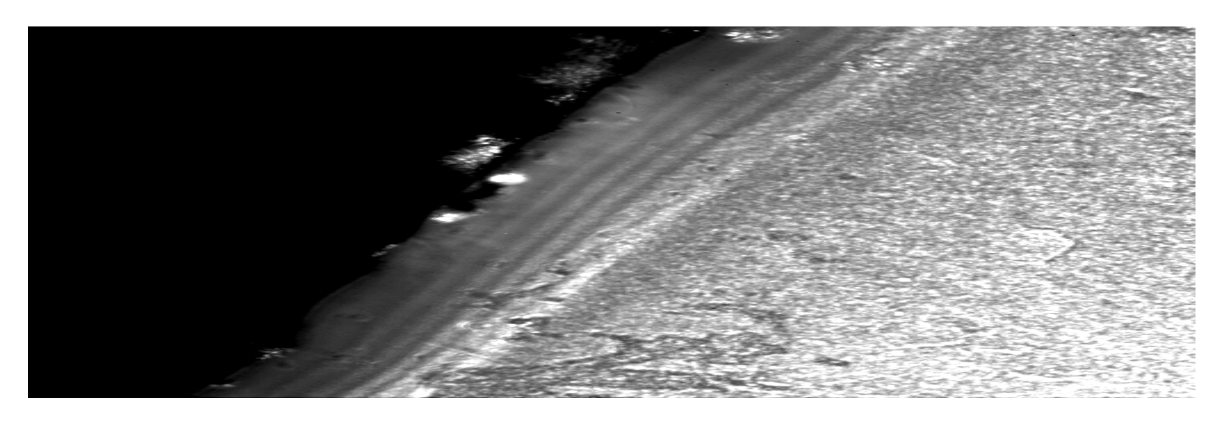


Abb. 8.7: TEM-Aufnahme[2] einer Bi,Al-YIG-Schicht mit TbFeCo-Deckschicht. Von links nach rechts kann man das Substrat (schwarz), die vierfache YIG-Schicht und die RE/TM-Schicht auf der Oberfläche erkennen.

Die RE/TM-Schicht wächst auf der Granatschicht ohne Haftungsprobleme auf, was auf den hohen Energien der auftreffenden Ionen beim RF-Sputterverfahrens beruht. Das Schichtwachstum kann man anhand des TEM[2]-Bildes*[Abb. 8.7]* der Schicht TL85 erkennen. Verfolgt man die Schichten von oben links nach unten rechts, so ist zuerst einmal das Substrat in schwarz zu sehen. Danach folgt die vierfache Beschichtung mit YIG, deren helle Lagen man deutlich voneinander unterschieden kann. Als letzte Schicht ist dann die RE/TM-Schicht zu erkennen, die sich kaum von der darunter liegenden Granat-Schicht abhebt. Auf der Oberfläche sind deutlich die körnige Struktur und die Risse zu sehen. Aufgrund des Verhältnisses der Schichtdicken (YIG-Schicht etwa 500 nm/Lage; TbFeCo-Schicht 100nm) wird beim Sputtern die Oberflächenstruktur der Granat-Schicht*[Abb. 8.5 rechts]* von der RE/TM-Schicht*[Abb. 8.7]* übernommen. Dass heißt auch, dass durch die Beschichtung mit RE/TM-Schichten weder eine Auffüllung der Risse noch eine Verminderung der Rauigkeit der Oberfläche erreicht werden kann.

8.4.2 Magnetische Eigenschaften der Doppelschichten

Bevor auf die Ergebnisse der Messung eingegangen wird, wird kurz dargestellt, wie sich das Schichtsystem im Idealfall verhalten sollte.
Die Messung der Hysterese erfolgt von der Substrat-Seite und entspricht damit einem vereinfachten Modell des MAMMOS (Kap. 2.1.5), wie es für diese Art der magnetischen Verstärkung angedacht ist.
Der polarisierte Laserstrahl geht dabei zuerst durch das Substrat und die Granatschicht bevor er an der Speicherschicht reflektiert wird. Auf dem Rückweg passiert der Lichtstrahl dann erneut die Granatschicht und das Substrat bevor die Polarisationsänderung gemessen wird.
Daher setzt sich eine Messung aus fünf Anteilen zusammen [Abb. 8.8]:
a) Die Polarisation des Strahles wird bei der Transmission durch das Substrat durch den Faraday-Effekt proportional entgegen dem äußeren Feld gedreht (Diamagnetismus von Glas).
b) Während der Transmission durch das Granat wird die Polarisation proportional zur Magnetisierung der Schicht gedreht. (Ebenfalls durch den Faraday-Effekt.)

[2] TEM: Transmissions-Elektronen-Mikroskopie, Erklärung z.B. in [Thom79; BS6]. Die TEM-Aufnahmen sind am Fraunhofer-Institut für angewandte Optik und Feinmechanik in Jena (IOF Jena) entstanden.

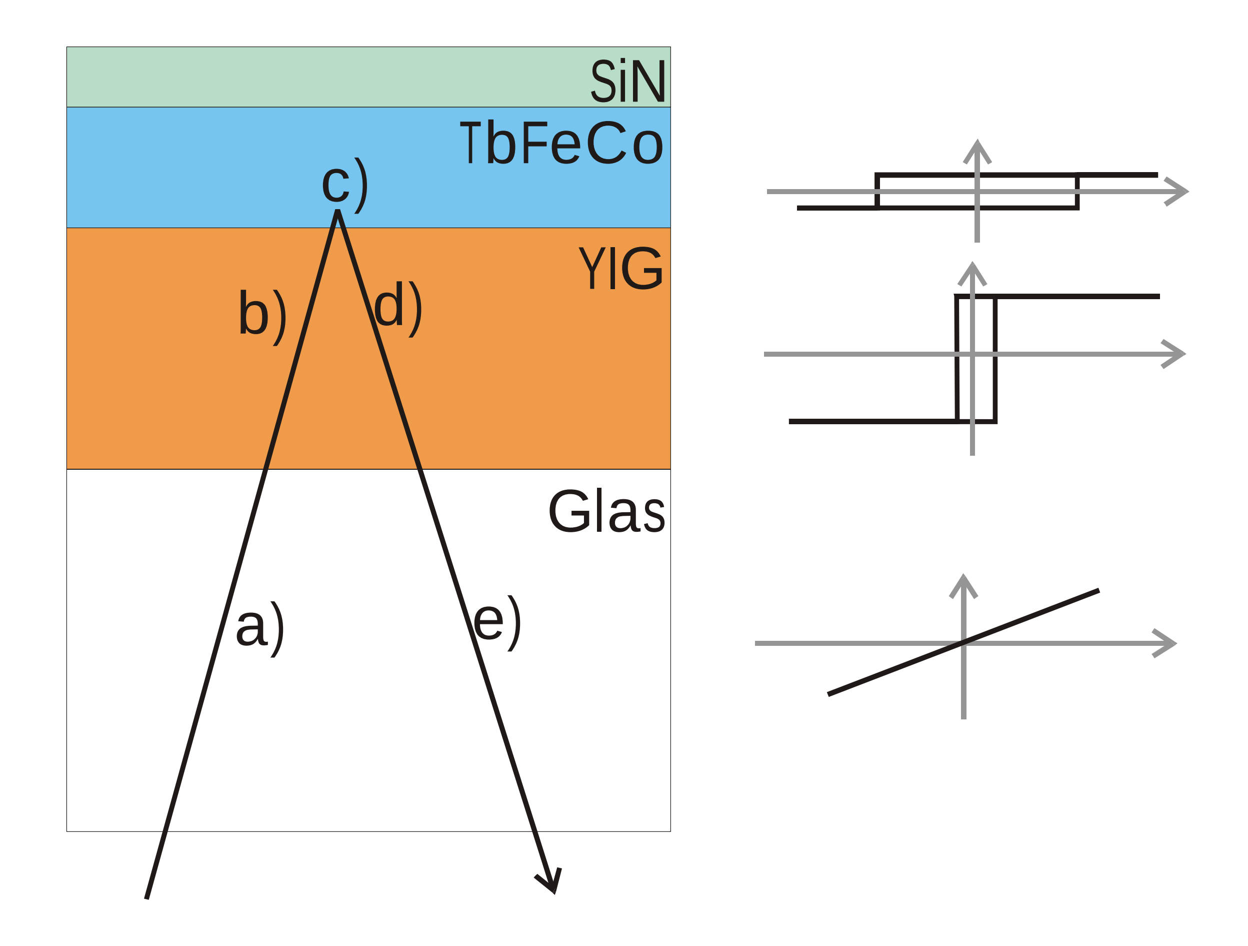


Abb. 8.8: Bei der Messung von der Substratseite überlagern sich mehrere Effekte: (a,e) der diamagnetische Anteil durch das Substrat; (c) der Kerr-Effekt bei Reflektion an der RE/TM-Schicht und (b,d) der Faraday-Effekt bei Transmission durch die Granat-Schicht.

c) An der Speicherschicht wird der Lichtstrahl reflektiert, hierbei tritt der magneto-optische Kerr-Effekt auf, d.h. die Polarisation wird proportional zur Magnetisierung der Schicht gedreht. Diese Drehung erfolgt durch die Kopplung von Granat und RE/TM-Schicht in derselben Richtung wie im Schritt b.
d) Während der erneuten Transmission durch das Granat wird die Polarisation noch einmal proportional zur Magnetisierung der Schicht gedreht, d.h. eine weitere Verstärkung tritt auf.
e) Vor dem Verlassen des Schichtsystems wird die Polarisation noch einmal durch den Faraday-Effekt im Glas entgegen dem äußeren Feld gedreht.
In einem MO-Schichtsystem sollte man also maximal drei Anteile sehen: einen Anteil negativ proportional zum äußeren Feld verursacht durch a) und e), einen Anteil proportional zur Magnetisierung des Granats durch b) und d), sowie den Anteil des Kerr-Effekts durch c).
Der Substrat-Anteil lässt sich durch einfach lineare Regression im Sättigungsbereich herausfiltern, wie es z.B. in Abbildung 8.3 für eine Granat-Schichten gemacht wurde. (Gepunktete Kurve: mit diamagnetischem Substrat, durchgezogene Linie: nach dem Filtervorgang).
In der Abbildung*[Abb. 8.8]* wurden die schematischen Hystereskurven für Granat und RE/TM unterschiedlich breit dargestellt. Dies sollte aber im gekoppelten Fall nicht auftreten. Die Magnetisierung der Granat-Schicht wird dann durch die Austauschkopplung mit der TbFeCo-Schicht ausgerichtet. Die Austauschkopplung zwischen den Schichten sorgt deshalb dafür,

dass die Hysteresekurve des Granats genauso breit ist, wie die der MO-Speicherschicht. Der Kerrwinkel wird jedoch durch den Faraday-Effekt im Granat (Fall b und) bestimmt, da dieser Effekt um etwa eine Größenordnung stärker ist als der Kerr-Effekt. Dass heißt, man bekommt in gekoppelten Schichten einen rechteckige Hysterese mit der Koerzitivität der RE/TM-Schicht, aber der Polarisationsdrehung wie in der Messung einer reinen Granat-Schicht.

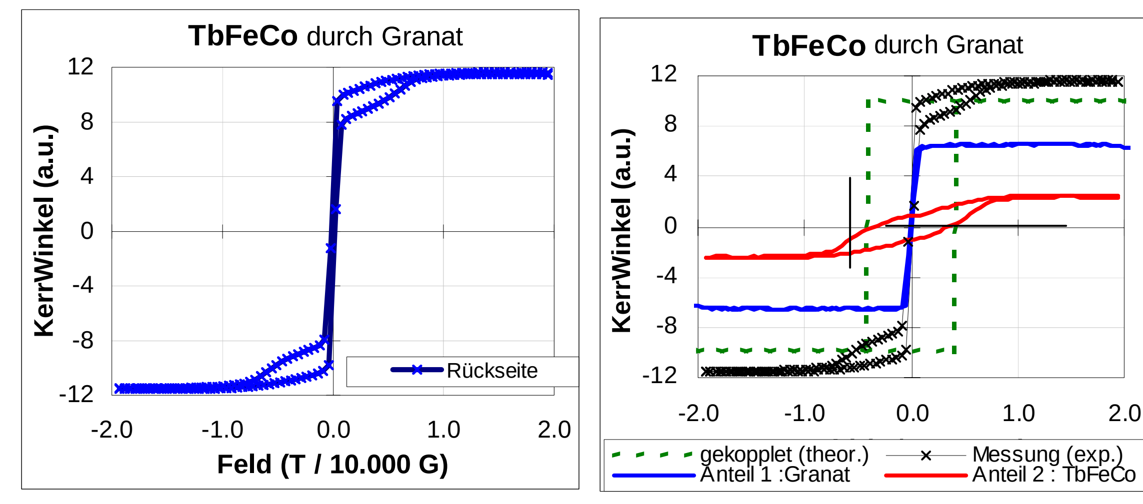


Abb. 8.9: Nach der Beschichtung wurde durch Substrat und Granat gemessen (links). Die Analyse dieser Messung (rechts) ergibt, dass sie nicht das erwartete Verhalten (gestrichelt) zeigt, sondern aus den Anteilen beider Schichten (durchgezogen) additiv (1.4x YIG + 0.7x TbFeCo) überlagert ist. D.h. es wurde keine Kopplung festgestellt.

In der Realität*[Abb. 8.9]* zeigen die hergestellten Doppelschichten (TbFeCo/YIG) ein vollkommen anderes Verhalten. Auf der linken Seite der Abbildung ist die Hystereskurve des TbFeCo/Granat-Schichtsystems nach der Beschichtung aufgetragen. Die Messung des Schichtsystems zeigt nicht die erwartete rechteckige Hysterese, sondern man erkennt deutlich, dass die Kurve sich aus der Überlagerung mehrerer Anteile zusammensetzt. Diese wurden zum deutlichen Verständnis im rechten Teil der Abbildung entsprechend ihrer Struktur aufgeteilt und charakterisiert: Der steile, mittlere Anteil hat einen großen Signalhub und eine Koerzitivfeldstärke von ca. 0.02 T, entspricht also dem Granat-Anteil, der breite, äußere Anteil hat eine Koerzitivfeldstärke von 0.4 T, was dem TbFeCo zu zuordnen ist. Man erhält also eine Messkurve, bei der sich die Signale der von Granatschicht und RE/TM-Schicht additiv überlagert haben, eine Kopplung wurde daher nicht festgestellt.
Als Ursache für dieses Verhalten kommen zwei Möglichkeiten in Frage: Die erste Möglichkeit besteht darin, das ein Wachstum der TbFeCo-Schicht in der senkrecht anisotropen Phase aus Gründen der Kristallographie oder der Rauigkeit auf der Granat-Schicht unmöglich ist. Die zweite Möglichkeit besteht darin, dass eine chemische Reaktion an der Grenzfläche (z.B. Oxidation des Terbiums durch ungesättigten Sauerstoff in der Oberfläche der Granatschicht) das Wachstum im richtigen Modus behindern.
In beiden Fällen sollte eine Pufferschicht dazu in der Lage sein, Abhilfe zu schaffen.

8.4.3 Doppelschichtsystem mit Aluminium-Pufferschicht

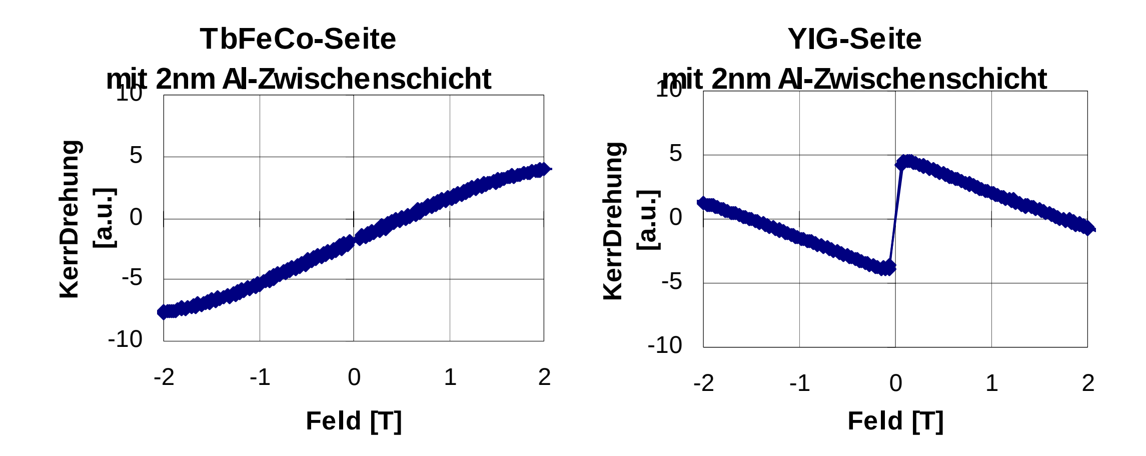
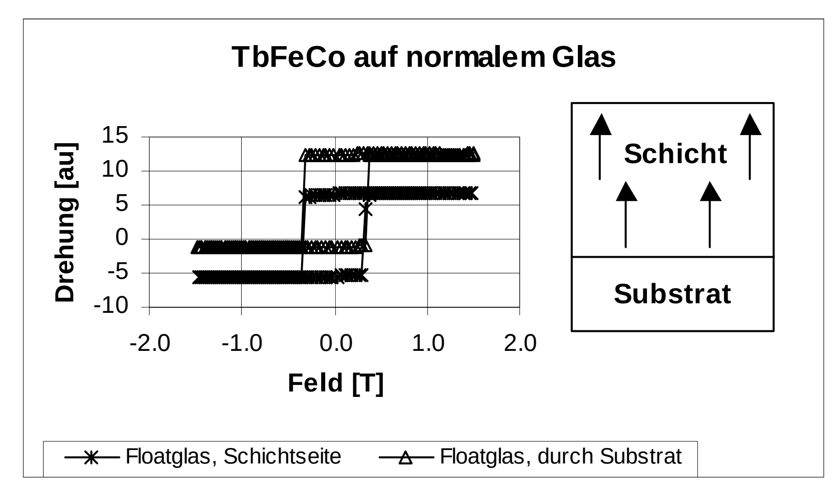
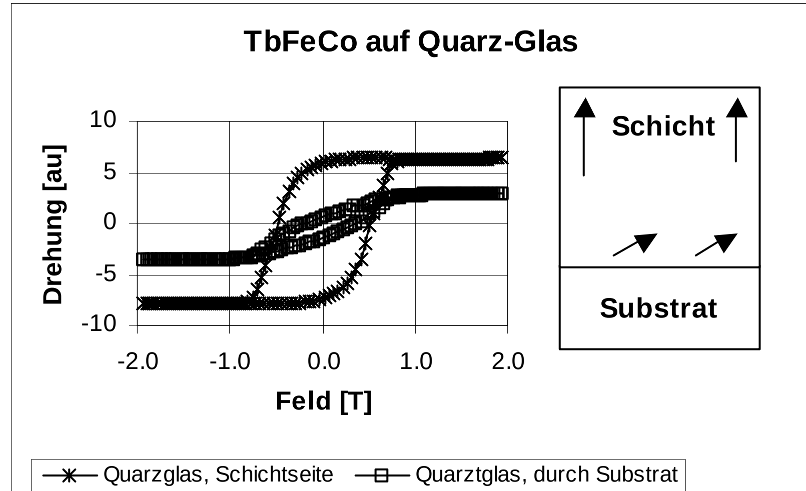


Abb. 8.10: Hysteresekurven eines RbFeCo/YIG-Systems mit 2 nm Al-Zwischenschicht. Man misst von der Substratseite nur das reine YIG-Signal, d.h. die beiden Hysteresekurven sind magnetisch vollständig separiert, es besteht keinerlei Kopplung zwischen den Schichten.

Versucht man die Oberfläche der Granatschicht abzudecken, so bietet sich aus mehreren Gründen als Material Aluminium an. Erstens ist es unmagnetisch und beeinflusst damit die magnetische Kopplung der Schichten nicht direkt, zweitens wirkt Aluminium benetzend, d.h. es füllt die Lücken in der Granatschicht selbstständig und drittens schützt es durch seine Oxidationsfähigkeit die TbFeCo-Schicht vor den möglicherweise vorhandenen Sauerstoff-bindungen an der Oberfläche der Granatschicht.
Die Messungen*[Abb. 8.10]* zeigen, dass bereits eine minimale Aluminium-Schicht dafür sorgt, dass die Schichten vollkommen entkoppelt werden und wie zwei unabhängige Schichten wirken. Die direkte, „starke“ Austausch-Kopplung zwischen den Eisen-Untergittern von TbFeCo und Granat wird bereits durch den Abstand von weniger als 2 nm zerstört, da diese Wechselwirkung nur eine sehr geringe Reichweite besitzt. Die „schwächere“ Kopplung über die magnetischen Streufelder der RE/TM-Schicht ist augenscheinlich aber nicht stark genug, um die Granat-Schicht auch nur zu beeinflussen, geschweige denn umzumagnetisieren. Dies kommt daher, dass die Koerzitivfeldstärke der Granatschicht zu groß für eine Kopplung über Streufelder ist.
Diese Koerzitivfeldstärke lässt sich zwar durch geänderte Substitutionen möglicherweise reduzieren, aber in so einem Fall würde die senkrechte magnetische Anisotropie verloren gehen. Da aus diesem Grund die starke Kopplung über die Austauschwechselwirkung zwischen den Eisen-Untergittern gebraucht wird, lässt sich als Fazit sagen, dass eine Pufferschicht keine Lösungsmöglichkeit des Wachstumsproblems bietet.

8.5 Wachstum von TbFeCo auf verschiedenen Substraten





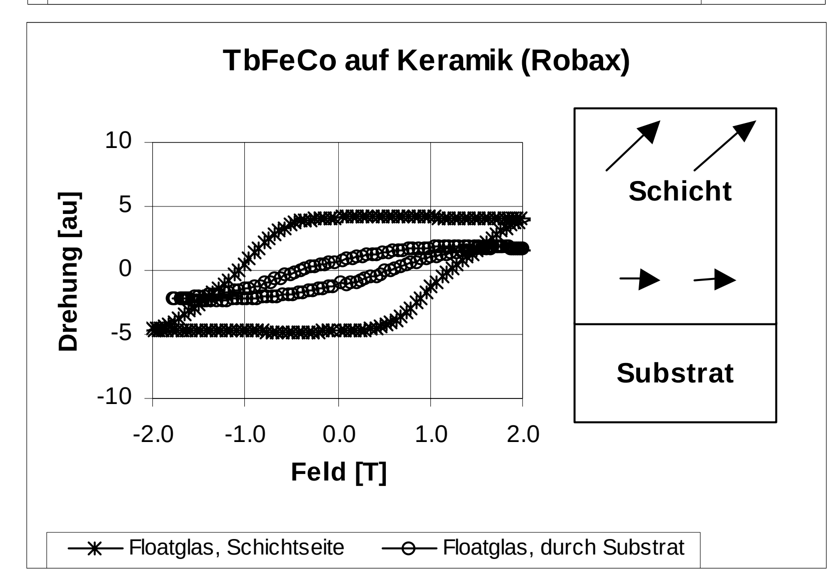


Abb. 8.11: magnetische Anisotropie von TbFeCo auf verschiedenen Substraten: Auf normalem Glas (oben) wächst die MO-Schicht (TbFeCo) mit senkrechter Anisotropie auf. Auf Quarzglas (Mitte) startet das Wachstum mit einer Anisotropie, die fast komplett in der Ebene liegt. Erst mit zunehmender Schichtdicke (hier: 80 nm) stellt sie sich senkrecht. Auf ROBAX (unten), einer Keramik, startet die Schicht ebenfalls in der Ebene, allerdings richtet sich diese Schicht erst bei mehreren hundert nm Schichtdicke senkrecht aus.

Um nun Erkenntnisse über das Wachstumsverhalten (speziell: die magnetischen Eigenschaften) von RE/TM-Schichten zu sammeln, wurden TbFeCo-Schichten auf verschiedenen Substraten aufgesputtert und deren Hysteresekurven bezüglich Anisotropie und Koerzitivfeldstärke untersucht.
Während auf Floatglas*[Abb. 8.11 oben]* (extrem glattes Glas, Standard in der Arbeitsgruppe) die Schichten sowohl von der Schicht-, wie auch von der Substratseite eine perfekte Hysterese zeigen*[vgl. Kap. 5]*, sind auf anderen Substraten deutliche Unterschiede festzustellen.
Auf Quarzglas*[Abb. 8.11 Mitte]* startet das Wachstum von TbFeCo in der vom Quarzglas aufgezwungenen Struktur. Daher zeigen die ersten Lagen von TbFeCo auf Quarzglas eine eher in der Ebene liegende Anisotropie. Innerhalb einiger Nanometer Schichtdicke ändert sich das Wachstumsverhalten dann, die Schicht wächst in der gewohnten „eigenen" Struktur weiter und erreicht nach einigen zehn Nanometern (im Beispiel ca. 80 nm) die gewohnte senkrechte Anisotropie. Auf ROBAX*[Abb. 8.11 unten]*, der Keramik, auf der die YIG-Schichten normalerweise hergestellt werden, findet eine deutlich stärkere Beeinflussung statt: Die TbFeCo-Schicht startet ebenfalls mit einer aufgezwungenen Kristallographie. Allerdings liegt hier die Magnetisierung in den ersten Lagen praktisch vollständig in der Ebene. Daher ist es nicht verwunderlich, dass auf ROBAX die Umstellung der Struktur auf das gewohnte Verhalten deutlich langsamer vonstatten geht. Auf einem ROBAX-Substrat richtet sich die TbFeCo-Schicht erst bei mehreren hundert nm Schichtdicke vollständig senkrecht aus.
D.h. neben der bereits erwähnten Granat-Oberflächenstruktur mit ihren Rissen und Löchern gibt es mit dem Wachstumsverhalten von TbFeCo auf Granat einen weiteren, kristallographischen Grund, warum die TbFeCo-Schichten nicht mit den darunter liegenden Granat-Schichten koppeln.

8.6 Ergebnisse für YIG als Verstärkungs-Schicht

Es wurde gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, die Granat-Schichten und RE/TM-Schichten in einem System herzustellen, d.h. das Aufbringen von RE/TM mittels Sputterverfahren auf Granat stellt kein prinzipielles Problem dar. Die RE/TM-Schichten haften auf dem Granat sehr gut, sie lassen sich mechanisch und chemisch (ätzen) praktisch nicht mehr entfernen, ohne die Granat-Schicht ebenfalls zu zerstören.
Sowohl der Faraday-Effekt wie auch ihre senkrechte Anisotropie konnten an den Granatschichten im Doppelschichtsystem nachgewiesen werden*[Abb. 8.9 links]*. An der Hysteresekurve der magneto-optischen Schicht (Oberseite) erkennt man zwar geringe in-plane Anteile in Form von abgerundeten Ecken*[Abb. 8.9 rechts]*, die jedoch für die weitere Anwendung nicht gravierend wären.
Das Problem besteht jedoch darin, dass zwischen den Schichten keine Kopplung auftritt. Die Ursache hierfür lässt sich durch den Vergleich der Hysteresekurven von der TbFeCo-Oberseite und der TbFeCo-Unterseite (Grenzfläche zum Granat) finden. Während bei dicken Schichten auf der Oberseite eine fast perfekte senkrechte Hystereseschleife nachgewiesen werden kann, zeigt die Schicht an der Grenzfläche immer eine Schleife, die deutliche in-plane Anteile aufweist. D.h. die Schicht startet ihr Wachstum auf Granat in einer Struktur, die eine Magnetisierung in der Ebene (in-plane) bevorzugt und erst mit steigender Schichtdicke langsam in den senkrechten Modus übergeht. Durch diesen Übergangsbereich mit in-plane Magnetisierung wird die erwünschte Kopplung zwischen senkrecht magnetisierter Grant-Schicht und senkrecht magnetisierter RE/TM-Schicht inhärent unterbrochen*[Kap. 8.5]*. Die RE/TM-Schicht lässt sich zwar durch einen dünne, unmagnetische Pufferschicht (2 nm Al) dazu bringen, das Wachstum im senkrechten Modus zu starten, allerdings wird durch diese Trennschicht die Kopplung ebenfalls zerstört*[Kap. 8.4.3]*.

Um ein Schichtsystem aus Sol-Gel-Granat und RE/TM-Legierungsschicht so aufzubauen, dass die oben angeführten Probleme umgangen werden, könnte man das Herstellungsverfahren entsprechend modifizieren, indem man zuerst die RE/TM-Schicht sputtert und darauf dann die Sol-Gel-Granat-Schicht aufbringt.
Dadurch wären theoretisch nicht nur die Probleme mit der Oberflächenstruktur der Granat-Schicht lösbar, sondern die RE/TM-Schicht könnte sogar vorher mit idealer senkrechter Anisotropie aufgesputtert werden. Diese Alternative lässt sich jedoch bereits mit einigen einfachen Überlegungen ausschließen:

1.) Die RE/TM-Schicht muss aufgrund des RE-Anteiles direkt nach der Herstellung gegen äußere Einflüsse, insbesondere Sauerstoff, geschützt werden. D.h. auch in diesem Fall wäre eine Abdeckschicht (SiN oder Al) auf der RE/TM-Schicht nicht zu vermeiden. Dies würde aber wieder zu den bekannten Problemen mit der Zwischenschicht führen*[vgl. Kap. 8.4.3]*.
2.) Selbst wenn sich die Abdeckschicht vermeiden oder vor dem Sol-Gel-Verfahren wieder restlos entfernen lässt, verursacht der erste Herstellungsschritt der Granate ein ähnliches Problem: Auf die Schicht wird ein „chemischer Cocktail“ aus verschiedenen organischen Lösungsmitteln und Metall-Komplexen aufgeschleudert, der ebenfalls einen entsprechenden Anteil an Sauerstoff enthält*[Leid02]*. Beim Verdampfen der Lösungsmittel (bei etwa 200°C) würde dieser Sauerstoff die RE/TM-Schicht oxidieren und damit zerstören.
3.) Selbst im Falle, dass die RE/TM-Schicht diese Behandlung durch irgendwelche chemischen Tricks (z.B. durch einen sauerstoff-freien Cocktail) übersteht, ist beim abschließenden Herstellungsschritt, der Auslagerung des Granates, endgültig Schluss. Bei den hierfür benötigten Temperaturen (700..1100°C*[vgl. Kap. 8.3.3]*) würde die komplette Struktur des RE/TM-Systems durch die Überschreitung aller erlaubten Temperaturen zerstört. (Vermischung der Schichtstrukturen, evtl. Kristallisation der amorphen Struktur, Zerstörung der magnetische Eigenschaften/Anisotropie durch Überschreiten der Curie-Temperatur).

Als Ausblick für die Zukunft bleibt, dass die prinzipielle Idee der Verstärkung des Signals mit Hilfe des Faraday-Effekts in einer Granat-Ausleseschicht funktioniert hat. Da die Herstellung eines anwendungstauglichen Systems „nur“ an der Inkompatibilität der verschiedenen Herstellungsverfahren gescheitert ist, bleibt die Aussicht, dass diese Idee wieder aufgriffen wird, sobald für eine der beiden Schichten eine alternative, praktikable Herstellungsmethode gefunden wird.

9 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden magneto-optische Speicherschichten und ihre Kopplungen untereinander untersucht. Hierzu wurden zum Einen die für die magneto-optische Speichertechnologie „klassischen“ Schichten aus RE/TM-Legierungen verwendet, zum Anderen aber auch Granate integriert, die bisher nicht in diesem Anwendungsgebiet verwendet wurden.
Die Untersuchungen an RE/TM-Schichten bestätigen aus der Literatur bekannte Eigenschaften. Sie lassen sich effektiv und für magneto-optische Anwendungen geeignet über RF-Sputtern herstellen, die unmittelbaren Schicht-Parameter wie Schichtdicke und Terbium-Konzentration lassen sich über einfache Zusammenhänge einstellen. Die Terbium-Konzentration lässt sich zum Beispiel über den Druck des Arbeitsgases (Argon) beim Sputtervorgang vorgeben. Da die Terbium-Konzentration eine Änderung der Kompensationstemperatur bewirkt, lässt sich diese mit Messungen am Kerr-Magnetometer überprüfen.
Die für die Anwendung interessante senkrechte magnetische Anisotropie konnte ebenfalls mit den Herstellungsbedingungen verknüpft werden. Bei der Herstellung der Schichten auf einer glatten Glas-Oberfläche zeigt die RE/TM-Schicht bereits in den ersten Lagen ein Wachstumsverhalten, das eine senkrechte Anisotropie bewirkt. Auf einer Quarzglas- oder Keramik-Oberfläche wachsen die ersten Lagen in einer durch das Substrat induzierten Struktur auf, danach ändert sich das Wachstumsverhalten stetig, bis eine senkrechte Anisotropie erreicht wird. Während bei Floatglas der senkrechte Modus sofort beginnt, werden in den anderen Fällen unterschiedliche Schichtdicken benötigt. Für Quarzglas beträgt sie einige zehn Nanometer und für ROBAX (Keramik) bereits einige hundert Nanometer.
Dieses Verhalten konnte auch durch verschiedene Pufferschichten (Aluminium und Siliziumnitrid) nicht beeinflusst werden.
Bei der direkten Aufbringung von Doppelschichten, bestehend aus einer Auslese-Schicht (GdFeCo) auf einer Speicherschicht (TbFeCo), wurde die Austausch-Kopplung demonstriert. Die Ausleseschicht zeigt unterhalb der Kompensationstemperatur keine Kopplung an die Speicherschicht, während oberhalb der Kompensationstemperatur eine direkte Kopplung der Untergitter stattfindet. Daraus ergibt sich das für den MSR-Effekt erwünschte Maskierungsverhalten. Die vorher aus den Einzelschichten gewonnen Ergebnisse zu Kompensationstemperatur und Wachstumsverhalten konnten in den Doppelschichten wiedergefunden werden. So spielt es für die magnetische Anisotropie der einzelnen Schichten eine Rolle, in welcher Reihenfolge bzw. auf welchem Substrat man die Schichten herstellt. Als Idealfall erweist sich hier die einfachste Struktur: Man bringt die Speicherschicht auf Floatglas auf und bedeckt diese direkt mit der Ausleseschicht.
Es konnte außerdem gezeigt werden, dass es möglich ist, den Faraday-Effekt einer Granatschicht als verstärkendes Element zu nutzen. Als Demonstration war es erfolgreich, einfach zwei getrennte Schichten aufeinander zulegen. Für die Anwendung benötigt man jedoch integrierte Schichtsysteme, die sich auch über ein entsprechend billiges Verfahren herstellen lassen. Während die RE/TM-Schichten mit der Herstellung über RF-Sputtern dieses Kriterium erfüllen, konnten die kostengünstig mit dem Sol-Gel-Verfahren produzierten Granate leider die Anforderungen noch nicht erfüllen. Zum Einen zeigen sie eine sehr raue Oberfläche mit Rissen und Löchern, zum Anderen wachsen die RE/TM-Schichten auf den Granaten in den ersten Lagen mit in-plane Anisotropie auf. Da ein geringer Abstand zwischen den senkrecht ausgerichteten Untergittern für die direkte Kopplung eine notwendige Vorraussetzung ist, reicht die selbstheilende „richtige“ Ausrichtung nach einigen zehn Nanometern für das Zustandekommen der Kopplung nicht aus. Aus diesem Grund waren

auch in diesem Fall Versuche mit einer Pufferschicht nicht erfolgreich. In Experimenten mit RE/TM-Schichten auf gezüchteten einkristallinen Granaten konnte zwar dieser Wachstumseffekt minimiert werden, allerdings trat auch bei diesen Schichten keine direkte Kopplung auf. Für nachfolgende Arbeiten bleibt die Aufgabe, nachzuweisen, ob die direkte Kopplung zwischen den Eisen-Untergittern von Granat- und RE/TM-Schichten überhaupt zustande kommt.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass auf dem Gebiet der gekoppelten Schichten interessante Kopplungs- und Wachstums-Effekte beobachtet wurden, die nicht nur für die Anwendung in der magneto-optischen Datenspeicherung relevant sind, sondern die auch Licht in das scheinbar komplexe Verhalten dieser Schichten und Schichtsysteme gebracht haben.

A Literaturverzeichnis

Kürzel (zitiert in) — **Autor**: Titel, Quelle (Jahr)

[Awa96] (2.1.2; 2.1.3) **H.Awano, S. Ohnuki et al**: „Magnetic domain expansion readout for amplification of ultra high density magneto-optical recording signal“; Appl- Phys. Letters. 69, p.4257-4259 (1996)

[Awa97] (2.1.2; 2.1.3) **H.Awano, S. Ohnuki et al:** „Magnetic domain expansion readout for an ultra-high density MO recording“; IEEE Trans. Magn. 33, p.3214-3216 (1996)

[Awa98a] (2.1.4) **H.Awano, H. Shirai et al.:** „Signal Enhancement of 0.2 μm Packed Domain in Magnetic Domain Expansion Readout Disk with Gate Layer“; IEEE Trans. Magn. (34), p.2003-2005 (1998)

[Awa98b] (2.1.4) **H.Awano, H. Shirai et al:** „New Magnetic Domain Expansion MO Phenomena Using an In-plane Magnetizing Layer“; IEEE Trans. Magn. (34), p.2009-2011 (1998)

[Baib88] (2.6) **M.N. Baibich et al.:** "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices” Phys. Rev. Letters 61, p.2472ff (1988)

[Bayr95] (2.1.2; 2.1.3) **G. Bayreuther, S. Miethaner:** "Magnetic Order at Fe/Cr Interfaces" J. Magn. Magn. Mat. 148, p.42 (1995)

[Beck95] (2.1; 4.1) **S. Becker:** „Magnetisierungsverhalten austauschgekoppelter Schichtsysteme für die magneto-optische Datenspeicherung”; Dissertation, Universität Kassel, 1995

[Beck98] **S. Becker, H. Rohrmann:** Patentschrift [DE 197 07 052] (1998)

[Bina89] (2.6) **G. Binasch et al.:** "Enhanced magnetoresistance in layerd magnetic sturctures with antiferromagnetic interlayer exchange”, Phys. Rev. B 39, p.4828ff (1989)

[Bloo88] (5.2) **D.S. Bloomberg, G.A. Neville Connell:** "Magnetooptical Recording”; Chapter 6 in “Magnetic Recording, Volume II: Computer Data Storage”; McGraw-Hill, p.305ff (1988)

[Brun93] (2.1; 4.1) **P. Bruno:** „Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy ” in ``Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen" edited by P.H. Dederichs, P. Grünberg, and W. Zinn, 24. IFF-Ferienkurs, Chapter 24, FZ Jülich (1993)

[Brun99] (2.1; 4.1) **P. Bruno:** „Theory of interlayer exchange coupling ” in Magnetische Schichtsysteme", edited by P.H. Dederichs and P. Grünberg, 30. IFF-Ferienkurs, Chapter B8, FZ Jülich (1999)

[BS2] **Bergmann / Schaefer:** „Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 2: Magnetismus“ Walter de Gruyter Verlag

[BS3] **Bergmann / Schaefer:** „Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 3: Optik“ Walter de Gruyter Verlag

[BS6] **Bergmann / Schaefer:** „Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 6: Festkörper“ Walter de Gruyter Verlag

[Cha73] (2.2) **P. Chaudari, J.J. Cuomo, R.J. Gambino:** „Amorphous metallic films for Magneti-optic Applications” in „Magnetic Bubbles“ , p. 337, Appl. Phys. Letters 22 (1973)

[Cha86] (2.2) **P. Chaudari, C.H. Bajorek, M.H. Kryder:** „amorphous Gd-Co Alloys for Magnetic Bubble Applications” in „Magnetic Bubbles“, Academica Press (1986)

[Chik64] (2.2.3) **S. Chikazumi:** „Physics of Magnetism“, John Wiley&Sons (1964)

[Czap99] (2.6) **M. Czapkiewicz, T. Stobiecki et al.:** „Oscillatory coupling in NiFe/Cu multilayers with low coercivity “; J. Magn. Magn. Mat., Vol. 196-197, p. 107 (1999)

[Czap04] (2.6) **M. Czapkiewicz,** M. Takahashi et al**.:** „Magnetization process and domains in MTJ” Phys. stat. sol. B, Vol. 241, Chapter I7, p.1477-1481 (2004)

[Demb91] **K. Dembowski:** „PC-gesteuerte Meßtechnik” Markt&Technik-Verlag (1991)

[Diaz02] **J. Diaz, N.M. Hamdan, P. Jalil, Z. Hussain, S. M. Valvidares, J. M. Alameda:** „Understanding the magnetic anisotropy in Fe-Si amorphous alloys“, eScholarship Repository, University of California (2002) *http://repositories.cdlib.org/lbnl/LBNL-50856*

[DiBi02] (6.1) **A. DiBiccari:** „Sol-gel processing of RxY3-xAlyFe5-yO12 magneto-optical films“, Virginia Polytechnic Institute and State University (2002) *http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-12272002-143144/unrestricted/etd.pdf*

[Die68] **G.H.Dieke:** „Spectra and Energy of Rare Earth Ions in (2.4) Compunds“ Wiley VCH, New York (1968)

[Dipp97] (3.2; 3.3; 3.4) **M. Dippel:** „Entwurf und Realisierung der Hard- und Software zur PC-Steuerung eines magneto-optischen Meßsystems“; Diplomarbeit, Universität Kassel (1997)

[Greid90] (2.2) **F.Greidanus, W.B. Zeper:** „Magneto-Optical Storage Materials“; MRS Bulletin, Volume 15, No. 4, p.31 (1990)

[Grün88] (2.6) **P. Grünberg et al.:** „Layerd magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers“; Phys. Rev. Letters 57, p.2442ff (1988)

[Grun94] (5.1) **P.J. Grundy:** „High Density Magnetio-Optical Recording Materials“ (Chapter 17) in „Material Science and Technology, Volume 3B, Electronic and Magnetic Properties of Metals and Ceramics, Part II“, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, p.567ff (1994)

[Hall96] **Bernhard Halle Nachf.:** „Optische Komponenten“; Katalog S-0013, Berlin (1996)

[Hama96] **Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH:** „Photodiodes”; Katalog / Daten (1996)

[Hans87] (2.2.1) **P. Hansen:** “Thermomagnetic switching in amorpheus rare-earth transition metal alloys”; J. Appl. Phys. 62 (1), 216-230 (1987)

[Hans91] (6.2) **P. Hansen:** “Amorpheus magnetoic alloys”; Chapter 4 in „Handbook of Magnetic Materials Vol. 6“; Elsevier Scince Publisher (1991)

[Hech87] **E. Hecht:** „Optics"; Addison-Wesley, Reading, USA (1987)

[Hell94] **K.H. Hellwege:** „Einführung in die Festkörperphysik"; Springer-Verlag, Berlin (1994)

[HMS90] **HMS Elektronik:** Lock-In-Verstärker HMS-410 – Bedienungsanleitung
Hans M.Strassner GmbH, Leverkusen (1990)

[Hoff91] (3.2) **F. Hoffmann:** „Programm und Temperaturreglung des Kerrmagnetometers",
Diplomarbeit, Universität Gh Kassel (1991)

[Horn90] (3.2) **H. Hornauer, T. Atmono, K. Röll:** „A Kerr Magnetometer Using Faraday
Modulation Technique"; JMMM 83, p.551-552 (1990)

[Horn92] **H. Hornauer:** gesammelte Unterlagen zum polaren Kerr-Magnetometer;
Exp.Physik IV, Universität Kassel (1985-1993)

[Hub83] **A. Hubert:** „Kerroptische Mikroskopie";
Kap. 34 in „Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen",
24. IFF-Ferienkurs, Forschungszentrum Jülich (1993)

[Hub96] **A. Hubert:** „Magnetic Microscopy";
Kap. 15 in „Handbook of Microscopy - Vol. 3", Wiley-VCH (1996)

[Hub98] (2.4.) **A. Hubert, R. Schäfer:** „Magnetic Domains";
Kap. 2.3., Springer Verlag Berlin (1998)

[Hub01] **F. Hubenthal:** „Tiefenabhängige Dotierung von Seltenen-Erde-Übergangsmetall-Schichten"; Dissertation, Universität Kassel (2001)

[Ito98] **Y.Itoh, W.Van Drent, T.Suzuki:** "Effect of Pt in TbFeCo on Magnetic and Magneto-Optical Properties", J. Appl. Phys. **83 (** 11) 1-3 (1998).

[Ito99] **Y.Itoh, T.Suzuki, M.Birukawa, J.Weissenrieder:** "Magn.-opt. Properties of TbFeCo/(Pt,Pd) Multilayers Optimized for Short Wavelength", J.Appl.Phys **85** (8) p.5091 (1999)

[Jäg96] (2.4.) **E. Jäger, R. Perthel:** „magnetische Eigenschaften von Festkörpern"
Akademie-Verlag, Berlin (1996)

[Kan92a] (2.1.3) **M. Kaneko,** "Direct overwriting and super resolution using exchange-coupled
magnetic multilayer discs"; IEEE Trans. Magn., Vol 28, p. 2494-2499 (1992)

[Kan92b] (2.1.3) **M. Kaneko, K. Aratani, M. Otha:** >japanischer Titel<
Jpn. J, Appl. Phys. Vol 31 (1992)

[Kane95] (2.2.2) **M. Kaneko,** "Magnetic multilayer films for high-density magneto-optical recording";
J. Magn. Materials, Vol. 148, p. 351-354 (1995)

[Kapp03] (2.3.4) **P. Kappenberger, S. Martin, Y.Pellmont etc:** „Direct Imaging and Determination of the Uncompensated Spin Density in Exchange-Biased CoO/(CoPt) *Multilayers";* Phys. Rev. Lett. 91, 267202 (2003)

[Karg94] (3.2) **E. Karger:** „Programmsteuerung und Meßelektronik zur rechnergestützten Erfassung von Magnetisierungskurven“; Exp.Physik IV, Universität Gh Kassel (1994)

[Kien2 K3] **G. Kienel, K. Röll (Hrsg.):** „Vakuum-Beschichtung 2”, Kap. 3: Kienel, Sommerkamp: „Aufdampfen im Hochvakuum“; VDI-Verlag, Düsseldorf (1995)

[Kien2 K5] **G. Kienel, K. Röll (Hrsg.):** „Vakuum-Beschichtung 2”, Kap. 5: Kienel, Oechsner: „Ionenzerstäubung (Sputtering)“; VDI-Verlag, Düsseldorf (1995)

[Kien3 K3] **G. Kienel (Hrsg.):** „Vakuum-Beschichtung 3”, Kap. 3: Bartella, Herrmann, Kienel, Röll, Wagner: „Messungen an dünnen Schichten nach beendetem Beschichtungsprozeß“; VDI-Verlag, Düsseldorf (1994)

[Kire69] **L.W. Kirenski:** „Magnetismus”; Chemie-Verlag, Leipzig (1969)

[Krus91] (6.2) **B.S. Krusor, G.A.N. Connell:** “Thin-Film RE/TM Alloys for Magnetooptic Recording” in M.H. Francomb, J.L. Vossen: „Physics of Thin Films, Vol. 15“, p. 143-217; Academic Press (1991).

[Kis97] **H. Kisker, N. Abarra, Y. Yamada, P. Glijer, T. Suzuki:** “Micromagnetic Behavior and Recording Performance in High Density 5 Gbit/in.2 Medium”, J.Appl.Phys. **81** (8), p. 3937-3939 (1997).

[Kitt80] **C. Kittel:** „Einführung in die Festkörperphysik”; R.Oldenbourg, München (1980)

[Klei86] **M.V. Klein, T.E. Furtak:** “Optics”; John Wiley & Sons, USA (1986)

[Kna99] **S. Knappmann, K. Röll, F. Stobiecki:** „Thermomagnetisches Schreiben von Domänen in TbFe-Vielfachschichten“; Verhandlungen der DPG, AM 10.17 (1999)

[Kna00] (2.2.1; 4.2.1) **S. Knappmann:** „Untersuchung von Schichtsystemen für die magneto-optische Datenspeicherung mit Hilfe der Kerr-Mikroskopie“; Dissertation, Universität Kassel (2000)

[Koo60] (2.4.) **C. Kooy, U. Enz:** „experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of $BaFe_{12}O_{19}$“, Philips Research Reprints, Vol. 15, p. 7-29 (1960)

[Kra95] (3.2) **M. Kratzer:** „Kerr-optische Bestimmung der Anisotropie in dünnen Schichten”; Diplomarbeit, Universität Gh Kassel (1995)

[Krey80] (2.2.3) **G. Krey:** „Phasenübergänge und kritische Phänomene”; Friedrich Vieweg & Sohn (1980)

[Leid00] **T.Leidlo; S. Seifert:** in „DFG-Signalerhöhung“; Zwischenbericht und Verlängerungsantrag an die DFG. November 2000, intern (Uni Kassel, ISC Würzburg, IPHT Jena)

[Leid02] **T. Leidlo:** „Dünnschichten im System YIG“, Dissertation, ISC Würzburg (2002)

[Loh03] (1.1.1) **G. Lohmann**: „DVD-Guide / DVD-Formate im Vergleich“; PC-Magazin, Ausgabe 4/2003, S.48ff (2003)

[Mans95] (2.2.; 2.4) **M. Mansuripur:** „The Physical Principles of Magneto-optical Recording"; Cambridge, Univ. Press (1995)

[Mat96] (2.2.; 2.4) **K. Matsumoto, K. Tamanoi et al.** „Very High-Density Recording on Exchanged-Coupeld Trilayer Magnetically Induced Super Resolution Media without Special Initializing Magnet"; Jpn. J. Appl. Phys. Vol 35, p.403-409 (1996)

[May58] (2.1.1) **L. Mayer:** „Curie-Point Writing on Magnetic Films" J. Appl. Phys., Vol 29 p.1003ff (1958);

[Mie96] (2.3.5) **M. Mieda, Y. Murakami, A. Takahashi:** "…"; J. Magn. Soc. Jpn. Vol. 20 (1996)

[Mim76] **Y. Mimura, N. Imamura, T. Kobayashi:** „Magnetic Properties and Curie Point writing in amorphous metallic films"; IEEE Trans. On Magn., Vol 12, p. 779 (1976)

[Mur03] (2.3.5) **M. Murakami, M. Birukawa:** „Effect of RE-TM underlayer on the Microstructure of TBFeCo Memory Layer for High-Density Magneto-Optical Recording"; IEEE Trans. On Magn., Vol 39 No.5, p. 3178ff (2003)

[Moc02] **M. Mochida, T. Suzuki:** "Thermal Stability Dependence on Tb Content in TbFeCo Recording Media ", J.Appl.Phys., Vol. 91, No 10, pp.8644-8646 (2002).

[Nis96] **N. Nishimura, T. Hiroki, T. Okada, S. Tsunashima:** "Magnetostatic Coupling MSR with In-Plane-Magnetization Films", Jpn. J. Appl. Phys. 35, p. 403-409 (1996)

[Ohn91] **S. Ohnuki, K. Shimazaki, N. Otha, H. Fujiwara:** „Proceedings of MORIS `91" J. Magn. Soc. Jpn. 15, Supplement No. S1, p. 388 (1991)

[Okud04] **M. Okuda, S. Das, S. Nakagawa:** „Evaluation of magnetic properties of RE-TM films around compensation point by ferromagnetic Hall effect"; Session 24aE-7, annual conference of magnetics, Magnetic Society of Japan, September 2004 (2004) *http://www1.wdc-jp.com/msj/english/kouenkai/k2004/program24_en.html*

[Otto01] **M. Otto:** „Kerr-Mikroskopie zur Dömänenbeobachtung bei Schichten mit in-plane Magnetisierung"; Diplomarbeit, Universität Kassel (2001)

[Paet02] (2.6) **A. Paetzold:** „Thermische Stabilität und Modifizierung der magnetischen Austauschanisotropie in Schichtsystemen"; Dissertation, Universität Kassel (2002)

[Pap02] **C. Papusoi, T. Suzuki:** "Anisotropy Field Distribution Measurements for High-Density Recording Media " J.Magn.Magn.Mat. Vol. 240 No.1-3 pp. 568 - 570 (2002).

[Pap03] **C. Papusoi, T. Suzuki:** "Influence of thermal relaxation on the irreversible magnetization processesfor perpendicular recording media ", J. Appl. Phys. Vol. 93 (10) 7852 (2003).

[Park01] **M. B. Park, N. H. Cho:** "Structural and magnetic characteristics of yttrium iron garnet (YIG, Ce:YIG) films prepared by RF magnetron sputter techniques "; JMMM 231, p. 253ff (2001)

[Redh01] **Redhammer G.J., Tippelt G., Amthauer G., Lottermoser W., Roth G.: "**Thermische Ausdehnung und Hochtemperaturverhalten von Yttrium-Eisen-Gallium Granaten: Röntgenbeugung und Mössbauerspektroskopie"; European Journal of Mineralogy 13, Beiheft 1, p.152 (2001)

[Roh82] **H. Rohrmann:**„Magneto-optische Untersuchungen weichmagnetischer Schichten"; Zulassungsarbeit, Universität Regensburg (1982)

[Rohr94] **H. Rohrmann, M. Kratzer, K. Röll:** „Magnetic Anisotropy of RE/TM Films, Measured Locally by Kerr Torque Magnetomery"; International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces ICMFS 94, Düsseldorf, Germany (1994)

[Sato86] **N. Sato:** "Magnetic Properties of armorphous Tb-Fe thin films with an artificially layered structure", J. Appl. Phys. 59, p. 2514ff (1986)

[Sbi98] **R. Sbiaa, H. Le Gall, J.M. Desvignes, M. El Harfaoui:** "Magnetization processes in exchange-coupled double layer films with in-plane and perpendicular anisotropy", J. Magn. Magn. Mat, Vol. 183, 247 (1998)

[Sbi00] **R. Sbiaa, T. Suzuki:** "Micromagnetic study of readout process in magneto-optical multilayers", J. Appl. Phys. **87** (9) 6896 (2000).

[Sch85] **F. Schmidt, W. Rave, A. Hubert:** „Enhancement of magneto-optical domain observation by digital image processing"; IEEE Trans. Magn., MAG-21, p. 1596 (1985)

[Shi92] **K. Shimazaki, S. Ohnuki, H. Fujiwara, N. Otha:** „Exchange coupling effect of in-plane magnetized layer capped on TbFeCo"; J. Magn. Magn. Mat, Vol. 104-107, p. 1017f (1992)

[Schi00] (6.0) **Franz Schitter (Editor)**: „Einführung / Was ist Mineralogie?"; Internetauftritt des Institus für Mineralogie, Salzburg, Österreich *http://www.sbg.ac.at/min/studium/studium_mineralogie.htm*

[Song97] **H.-K. Song, J.-H. Oh; J.-C. Lee; S.-C. Choi: "**Magnetic Properties and Microstructure of YIG Thick Films Prepared by Screen Printing"; PHYSICA STATUS SOLIDI A APPLIED RESEARCH (2002)

[Sug97] (2.1.3) **T. Sugimoto, K.. Tamamoi, K. Matsumoto et al.:** „..." Digest of MORIS (1997)

[Sug00] (2.4) **S. Sugano, N. Kojima: "**Magneto-Optics"; Springer-Verlag (2000)

[Stad97] (6.1.2) **B. J. H. Stadler; Y.-Q. Li; M. Cherif:** "Doped Yttrium Iron Garnet (YIG) Thin Films for Integrated Magneto-Optical"; MATERIALS RESEARCH SOCIETY SYMPOSIUM PROCEEDINGS VOL 446; p. 389-394 (1997)

[Stav99] (2.1; 2.2; 4.2) **E. Stavrou:** „Schichtsysteme mit schaltbarer Anisotropie für neue Methoden der magneto-optischen Speicherung"; Dissertation, Universität Kassel (1999)

[Stav00a] **E. Stavrou, R. Sbiaa, T. Suzuki, K. Roell:** "Different mechanisms of spin reorientation in exchange coupled double RE-TM layers with in-plane and perpendicular magnetic anisotropy", J. Appl. Phys. **87** (9) 6893 (2000).

[Stav00b] **E. Stavrou, R. Sbiaa, T. Suzuki, S. Knappman, K. Roell:** „Magnetic anisotropy and spin reorientation effects in Gd/Fe and Gd/(Fe,Co)- multilayers for high density MO- recording", J. Appl. Phys. **87** (9) 6899 (2000).

[Taka94a] (2.1.3) **A. Takahashi:** „Electronic and magnetic structures in Fe/Co and Fe/Ni multilayer systems" Digest of MORIS (1994) in J.Magn.Soc.Jpn., 19S1, (1995)

[Taka94b] (2.1.3) **A. Takahashi, J. Nakajima:**
IEEE Trans. Magn. Vol. (1994)

[Take04] **M. Takeuchi, Y. Matsumura, H. Uchida:** „Effect of ion irradiation on magnetostrictive property and residual stress of $TbFe_2$ thin film"; Session 24aE-8, annual conference of magnetics, Magnetic Society of Japan, September 2004 (2004)
http://www1.wdc-jp.com/msj/english/kouenkai/k2004/program24_en.html

[Tam94] (2.1.3) **K. Tamamoi, K. Matsumoto:**
Digest of MORIS (1994) in J.Magn.Soc.Jpn., 19S1, (1995)

[Test92] **Keithley: TestPoint:** „Benutzerhandbuch Testpoint 3.0"; Capital Equipment Corp. (1992)

[Test96] **Keithley: TestPoint:** „Neue Funktionen in Version 3.0"; Capital Equipment Corp. (1996)

[Thom79] (8.4) **G. Thomas, M.J. Goringe:** "Transmisson electron microscopy of materials.";
John Wiley & Sons, USA (1979)

[Thor86] (3.1.6) **J. A. Thornton:** "The microstructure of sputter-deposited coatings."
In: *J. Vac. Sci.Technol. A* 4 (1986), Nr. 6, S. 3059

[Thor89] (2.3.) **J.A. Thornton, D.W. Hoffman:** „Stress-related effects in thin films";
Thin Solid Films 171, p. 5-31 (1989)

[Tiet89] **U. Tietze, C. Schenk:** „Halbleiterschaltungstechnik";
9. Auflage, Springer-Verlag Berlin (1989)

[Wiki] **Diverse Autoren** zu unterschiedlichen Themen (Stichwort jeweils angegeben).
Gemeinsame Quelle: Wikipedia, die freie Enzyklopädie im Internet.
http://www.wikipedia.de/ bzw. http://de.wikipedia.org/

[Zho93] (6.1.2) **Y. Zhou; D. Shen; F. Gan:** „Study on magnetic and magneto-optical properties of Bi, Al (or Ga)-substituted garnet films for magneto-optical recording"
in **Fuxi Gan (Ed.):** „Optical Storage: Third International Symposium";
Proc. SPIE Vol. 2053, p. 48-52 (1993)

[Zlo04] **M. Zlodaz, T. Ślęzak, D. Wilgocka-Ślęzak, N. Spiridis, J. Korecki, T. Stobiecki, K. Röll:**
„Observation of the domain structure in Fe-Au superlattices with perpendicular anisotropy"
J. Magn. Magn. Mat., Vol. 272-276, p. 1253-1254 (2004)

B Zusammensetzung des Terbium-Eisen-Targets

Benötigt man ein neues Target zum Sputtern von TbFeCo-Schichten, so muss man sich im Vorfeld Gedanken über die Zusammensetzung dieses Targets machen, wenn man es später, wie in Kap. 2.4 erklärt, als Mosaik-Target verwenden will. Die Schichten in dieser Arbeit sollten einen Terbium-Anteil von ca. 25 Atomprozent haben, da sich in der Nähe dieser Zusammensetzung die gewünschten Kompensationstemperaturen erreichen lassen. *[Stav99, Knapp00]*

Als Annahme wurde davon ausgegangen, dass die gesputterte Atom-Konzentration in etwa der Fläche auf der Targetoberfläche entspricht. D.h. es werden sowohl präferentielles Sputtern wie auch unterschiedliche geometrische Verteilungen der verschiedenen Elemente vernachlässigt.

Das gesamte Target durchmisst R=75 *mm*, d.h. die gesamte Targetfläche ist:

(B.1) $$A_{ges} = \pi \cdot R^2 = 4417{,}86 mm^2$$

Es werden später 21 Eisen und 16 Kobaltplättchen mit einer Größe 5x5 mm² darauf gelegt:

(B.2) $$A_{Mosaik} = 37 \cdot a^2 = 37 \cdot 25 mm^2 = 925 mm^2$$

Die restliche, „aktive“ Targetoberfläche beträgt damit 3492,86 mm².
Aus einem Verhältnisansatz ergibt sich die Zusammensetzung des Targets:

(B.3) $$25\% \cdot A_{Ges} = 0\% \cdot A_{Mosaik} + X\% \cdot A_{Aktiv}$$
$$X\% = 25\% \cdot A_{Ges} / A_{Aktiv} = 0.25 \cdot 4417{,}86 / 3492{,}86 = 0.32 = 32\%$$

Da es üblich ist, eine Target-Zusammmensetzung nicht in Atomprozent sondern in Gewichtsprozent anzugeben, muss man dies in einem weiteren Schritt umrechnen:

(B.4) $$m_{Fe} = 68\% \cdot 55.85 A = 37.98 A$$
$$m_{Tb} = 32\% \cdot 158.93 A = 50.86 A$$

(B.5) $$m_{Fe}^{\%} = \frac{m_{Fe}}{m_{Ges}} = \frac{37.98 A}{88.84 A} = 0.43 = 43\%$$
$$m_{Tb}^{\%} = \frac{m_{Tb}}{m_{Ges}} = \frac{50.86 A}{88.84 A} = 0.57 = 57\%$$

Für die Herstellung der gewünschten Schichten benötigt man also ein TbFe-Target in einem Gewichtsverhältnis von etwa 60:40 (Tb:Fe).

C Danksagung

Zum Schluss möchte ich allen danken, die zum Gelingen der Experimente, der Analysen und dieser Arbeit beigetragen haben und auf deren Hilfsbereitschaft ich mich immer verlassen konnte.

An erster Stelle danke ich Prof. Dr. Klaus Röll, dass er mir die Durchführung dieser Arbeit in der Experimentalphysik IV ermöglichte.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) danke ich für die anfängliche Finanzierung meiner Promotion, sowie Herrn Prof. Röll für die Weiterführung derselben bis zum Ende der Promotion.

Allen wissenschaftlichen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe möchte ich für die Hilfsbereitschaft und ihre oft konstruktiven Vorschläge danken: Dr. Frank Hubenthal, Dr. Stephan Knappmann, Martin Köhler, Martin Kratzer, Hubert Krause, Marc Otto, Dr. Christian Patak, Hartmut Rohrmann, Dr. Lakis Stavrou und Dr. Klaus Thoma.

Außerdem möchte ich unseren administrativen und technischen Mitarbeitern für die engagierte Abwicklung aller Verwaltungsangelegenheiten bzw. für die Hilfestellung bei technische Problemen danken: Gisela Gaston, Edith Brühl, Hans-Christian Milde und Karl-Heinz Otto, sowie den gesamten Uni-Werkstätten.

Den Kooperationspartnern aus dem DFG-Projekt „Signalerhöhung" danke ich für die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Granat-Schichten: Susanne Seifert und Dr. Thomas Leidlo vom Fraunhofer-Institut für Silikatforschung in Würzburg, sowie Dr. Robert Hiergeist und Dr. habil. Rudolf Hergt vom Institut für Physikalische Hochtechnologie in Jena.

Prof. Dr. Thomasz Stobiecki und Miroslaw Zlodaz, sowie deren Kollegen von der Universität für Bergbau und Metallurgie in Krakau (Polen) danke ich für die erfolgreiche Zusammenarbeit im Rahmen der Kerr-Mikroskopie und für die Diskussionen über die Ergebnisse.

Herrn Prof. Feliks Stobiecki und seinen Mitarbeitern vom Institut für Molekularphysik in Posen (Polen) danke ich für Möglichkeit, Multilayer-Schichten in der Face-To-Face-Sputtertechnik herzustellen. Die Diskussionen über deren Arbeiten und speziell über diese Schichten verschafften mir einen tiefen Einblick in die Grundlagen magnetischer und magneto-optischer Effekte.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern Lieselotte und Lothar Martin. Sie haben mir das Studium und die anschließende Promotion erst ermöglicht. Meine Eltern, meine Großmutter Johanna, mein Großvater Friedrich, mein Bruder Sven, meine Schwägerin Annika und selbst mein Neffe Niklas haben mir oft Liebe und Unterstützung geschenkt.

D Häufig verwendete Abkürzungen

Al-YIG	*Aluminum-substituted Yttrium-Iron-Garnet* *(deutsch: Aluminium-substituiertes Yttrium-Eisen-Granat)*
Bi-YIG	*Bismuth-substituted Yttrium-Iron-Garnet* *(deutsch: Wismut-substituiertes Yttrium-Eisen-Granat)*
Bi,Al-YIG	*Bismuth- and Aluminum-substituted Yttrium-Iron-Garnet* *(deutsch: Wismut und Aluminium-substituiertes Yttrium-Eisen-Granat)*
CAD	*Centre Aperture Detection* *(deutsch: Auslesen über eine zentrale Aperture)*
CD-ROM	*Compact Disc – Read Only Memory* *(deutsch: Kompaktdisk, Nur Lese-Speicher)*
CD-R	*Compact Disc – Recordable* *(deutsch: Kompaktdisk, beschreibbar)*
CD-RW	*Compact Disc – ReWrit able* *(deutsch: Kompaktdisk, wieder-beschreibbar)*
DVD	*Digital Versatile Disc*
FAD	*Front Aperture Detection* *(deutsch: Auslesen über eine vordere Aperture)*
MAMMOS	*Magnetic AMplifying Magneto-Optical System* *(magnetisch verstärktes magento-optisches System)*
MO-	*Magneto-Optisch*
MOKE	*Magneto Optical Kerr Effect* *(deutsch: magneto-optischer Kerr-Effekt)*
MSR	*Magnetically induced Super-Resolution* *(magnetisch induzierte Super-Auflösung)*
RAD	*Rear Aperture Detection* *(deutsch: Auslesen über eine hintere Aperture)*
RE/TM	*Rare Earth / Transition Metal* *(zu deutsch: Seltene Erden / Übergangsmetall)*
REM	*Raster Electron Microscopy*
SEM	*Scanning Electron Microscopy*
TEM	*Tunnelling Electron Microscopy*
VSM	*Vibrating Sample Magnetometer* *(deutsch: Proben-Vibrations-Magnetometer)*
YIG	*Yttrium-Iron-Garnet* *(deutsch: Yttrium-Eisen-Granat)*

E Lebenslauf

Name: **Martin**
Vorname: **Lars**

Geboren: 10. Januar 1972 in Kassel
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Heimat-Adresse: am Burgfeld 1, 34281 Gudensberg
Wohnanschrift: Oberzwehrener Str. 6, 34132 Kassel

im Juni 1991	Schulbildung an der König-Heinrich-Schule in Fritzlar, abgeschlossen mit allgem. Hochschulreife im Juni 1991
Juli 1991 bis Sept. 1992	Wehrdienst und später Zeitsoldat beim Fernmelderegiment 320 in Frankenberg. ausgebildet zum Horchfunker, Funkauswertung
Okt. 1992 bis März 1999	Studium der Physik an der Universität Kassel, abgeschlossen mit Diplom (Thema: „Aufbau eines doppelseitigen polaren Kerr-Magnetometers zur Bestimmung magn.-opt. Kenngrößen“)
seit Mai 1999	Promotionsstudium der Physik an der Universität Kassel. (Thema: „Magnetische Kopplungen von RE/TM- Legierungsschichten innerhalb magn.-opt. Schichtsysteme“)

F Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und andere als in der Dissertation angegebenen Hilfsmittel nicht benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten und unveröffentlichten Schriften entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht. Kein Teil dieser Arbeit ist in einem anderen Promotions- oder Habilitationsverfahren verwendet worden.

Kassel, den 29.04.2005

(Lars Martin)